



TITLE:

複数構造物の空気力学的挙動に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

白土, 博通

CITATION:

白土, 博通. 複数構造物の空気力学的挙動に関する研究. 京都大学, 1989, 工学博士

ISSUE DATE:

1989-01-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r6764>

RIGHT:

複数構造物の空気力学的挙動に関する研究

昭和 63 年 8 月

白 土 博 通

複数構造物の空気力学的挙動に関する研究

昭和 63 年 8 月

白 土 博 通

はじめに

本論文は、筆者が昭和56年に助手として京都大学工学部土木工学教室橋梁工学研究室に勤務以来、白石成人教授、松本 勝助教授の指導のもとに続けられた現在までの研究成果を表題の形で取りまとめたものである。

筆者にとって、橋梁構造物をはじめとする多くの大規模構造物の空力諸問題にじかに触れたのは、昭和53年に学部学生として橋梁工学研究室に配属後であった。以来、風洞実験をはじめとする多くの実験や観測、解析を通じて、様々な空力諸現象の存在を知ると共に、実際の構造物の設計に如何に耐風性の問題が重要な位置を占めるかを学ぶことができた。かかる貴重な経験を積むことができ、また微力ながらも橋梁構造物をはじめとする種々の実構造物の耐風安定性評価にかかわることができたことは、筆者の大いなる喜びとするところである。白石成人教授に対し深く感謝申し上げる次第である。

また、本論文作成に際して、松本 勝助教授よりいただいた多大の御指導・御助言とともに、常にかけて戴いた激励の言葉によって、遅筆の筆者が脱稿まで到達したと言っても過言ではない。ここに、同助教授に対し、深甚なる謝意を表する次第である。

また、本稿に対し中川博次教授、亀田弘行教授、渡邊英一教授、および桂 順治教授より貴重な御助言、御意見を戴いた。ここに記し、深く感謝申し上げる。原稿作成時には、古田 均講師より論文様式や経験談など、種々の有益な情報をいただいた。ここに感謝の意を表する。

最後に、本論文中の実験並びにデータ解析には、佐川 信之、目見田 哲、金 潤石、辻井 正人、大蔵 健の各氏をはじめとする京都大学工学部土木工学教室橋梁工学研究室の学生諸氏より多大の御協力を得た。ここにあらためて心より感謝の意を表する。

目 次

第 1 章	序 論	
1. 1	序	1
1. 2	複数構造物固有の空力（流力）特性	6
1. 3	研究目的、意義	8
第 2 章	従来の研究	
2. 1	概説（複数構造物の流体力学的特性）	1 1
2. 2	複数円柱の定常流力特性	1 4
2. 3	複数円柱の流力不安定振動特性	2 0
第 3 章	複数円柱構造物の空力特性	
3. 1	概 説	3 5
3. 2	下流側円柱の振動応答特性	3 8
3. 3	非定常空気力特性	6 2
3. 4	非定常空気力の非線形性	9 3
3. 5	まとめ	1 0 1
第 4 章	複数角状構造物の空力特性	
4. 1	概 説	1 0 7
4. 2	2 本角柱の空力応答特性	1 0 9
4. 3	空力安定化対策	1 2 6
4. 4	まとめ	1 4 1
第 5 章	耐風設計への提言	1 4 7
第 6 章	結論および今後の課題	1 5 5
A p p e n d i x		1 5 9

第1章 序 論

1. 1 序

我々がこれまで造りだしてきた様々な“工作物”は、すべて我々人間の生活上その必要性が生じたことが、生み出す直接の動機であろう。そして、最初に造られた“工作物”を用いた生活を続けるうちに、より使いやすく、丈夫で長持ちするように様々な改良がしだいに加えられることも周知の事である。このような改良は、経験の豊富さと製作技術の進歩に裏付けられたものでなければならない。

“経験”とは、“工作物”を用いるうちに被るいろいろな障害とその解決法を模索する機会の蓄積であり、“技術”とは、材料選定から完成までに踏まなければならない多くの工程に要求される熟練と新しい製作手法の開発力であろう。

これら“工作物”を生み出す経験と技術は、時代の流れと“工作物”の複雑・多様化にともなって、工学という学問体系に進歩した。現在工学と名のつく学問分野の数をもても、その発展の大きさを伺い知ることができる。

我々の手によって生み出された“構造物”も、自然との調和を常に保ちながら我々の生活環境をより快適なものにするという意味で、“工作物”のひとつと呼んでも良いであろう。本研究で対象とする流体中の構造物は、例えば風的作用を常時受ける高層建築物（煙突、ビル、タワーなど）や、長大橋梁、送電線、ケーブル等の線状構造物、あるいは波力や潮流的作用を受ける海洋構造物、さらに船舶、航空機など我々の身のまわりにある実際例には枚挙にいとまがない。今日我々の生活環境の向上に大きな役割を担っているこれらの構造物もこのような経験と製作技術の進歩に基づくものと言うことができよう。

ところで、構造物が、これまでに経験したものの中には多くの人的・経済的・社会的犠牲を余儀なくされた悲劇的な事故も少なくない。

以下には風による構造物の被害として後の設計法に大きな影響を及ぼした、とくに重要なもの3件を述べる。

Tay 橋（風荷重の重要性、材料の品質管理） 文献1）、2）

英国 Tay 河にかかるこの橋は、84 径間のトラスからなる全長 3.2 km にも及ぶ橋梁である。1879 年 12 月 28 日の夜半に折からの強風により主航路上の 13 径間が落橋し、たまたま橋梁上を徐行運転で進行していた列車も河中へ墜落し、乗員、乗客計 75 名のうち 1 人の生存者も残さぬ大惨事となった。落橋の理由については諸説が紹介されているが、そのうちのいくつかは次のようである。

- i) オープントラス構造であることを理由に、風荷重に関する配慮がなされていなかった。
- ii) 落橋部分が連続橋であるにもかかわらず、桁端の浮き上がりを抑える支承構造となっていなかった。

iii) 鑄造技術が粗悪であり、しかも品質管理が十分に行われていなかった。
いずれにしても、この事故を契機として橋梁設計における風荷重の重要性がより強く認識されたわけであり、象徴的な出来事といえる。

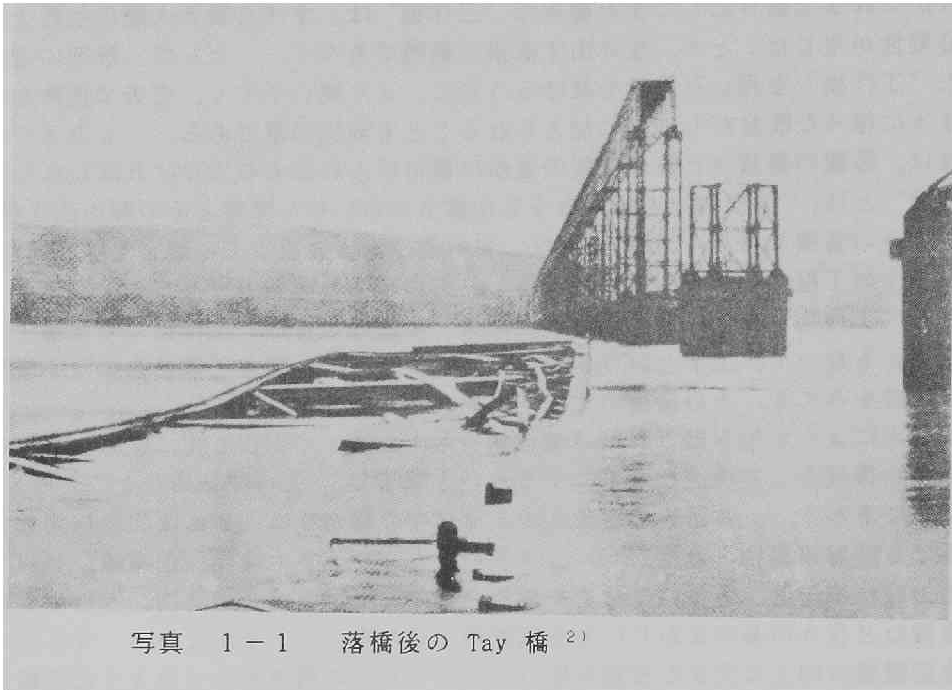


写真 1-1 落橋後の Tay 橋²⁾

Old Tacoma Narrows 橋（風の動的作用） 文献3)

当時の橋梁技術者に与えた衝撃と、以後の風工学に与えた影響の大きさから、風による橋梁事故の中でも筆頭に挙げられるべきものであろう。

当時の橋梁技術を結集して建造された中央径間2800ft、全長5000ftの吊橋は、落橋当時（1940年11月7日）わずか19m/sの風により激しい捩れ振動を生じ、供用開始後120日あまりで崩壊に至った。橋梁の振動調査のために予めセットされていたフィルムに落橋の瞬間が収められたため、事故当時の模様は今日も色あせることなく、見るものの目をとらえている。

落橋の原因は、鋼重低減を第1に設計された補剛桁形状がH型の断面形であったことによる。この種の断面形状は捩れフラッタに対してきわめて不安定な特性を示すことが知られているが、当時の設計にはこのような風の動的な作用に対する配慮がなされていなかった。

これ以後、空力弾性問題や動的耐風安定性評価法の重要性が認識されるようになり、Old Tacoma Narrows 橋の落橋事故が風工学の発展の一つの契機となっていることは周知のことであろう。

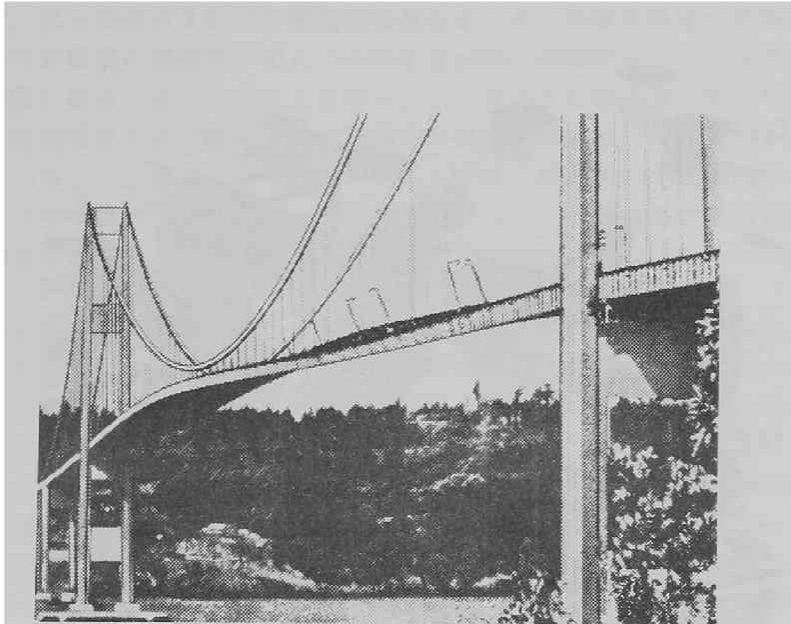


写真 1-2 振れ振動を生じた Old Tacoma Narrows 橋³⁾

Ferrybridge 冷却塔（構造物の近接配置の風荷重への効果） 文献 4）

英国 Ferrybridge に建設された原子力発電所の 8 基の冷却塔群のうち、3 基が完成後わずか 1 年余りで強風により崩壊した。

冷却塔はそれぞれ最大直径 300 ft、高さ 375 ft、肉厚 5 inch の鉄筋コンクリートシェル構造であり、4 基ずつ 2 列に千鳥状に設置された。事故当日（1965 年 11 月 1 日）は朝から西寄りの強風が吹き荒れ、立つことも困難であったという。午前 10 時半、最初の冷却塔（tower 1A）の崩壊が始まった。まず、塔の風上面が座屈を起こしたように内側へ変形し、ちょうど冷却塔が風上に向かってお辞儀をする形となった後、シェルが完全に吹き飛ばされた。3 番目の塔（tower 2A）の崩壊までわずか 50 分間の出来事であった。崩壊したのはいずれも風下側の冷却塔であり、また変形が進む初期の段階では、クラックが随所で成長し、ovalling 等の振動が生じたことも目撃されている。

事故原因が徹底的に究明され、得られた結論は当時の設計法の不備を指摘した次のようなものであった。

- i) 冷却塔の設計示方書に記された圧力係数は、冷却塔の風洞実験データに基づくものであったが、示方書そのものを定める際、実験値の理解に誤りがあった。
- ii) 同示方書にはシェルの部分的な補剛法が明記されていなかった。このため、破壊の直接の原因とされる風上面の鉄筋の引張破断を防ぐに必要な補強が行われていなかった。



写真 1-3 Ferrybridge 冷却塔の破壊事故

さらに、同示方書には“設計風速の評価に当たっては必要に応じて英国基準 B S C P 3 (1 9 5 2) の参照”を推奨していたが、

iii) 過去の冷却塔の設計例には実際に B S を参照したものはなく、B S に定められている風速値よりもかなり低い値がそのまま用いられていた。

そして、

iv) 構造物が互いに近接配置の状態に置かれたときの風荷重増加に、全く配慮がなされていなかった。

このように、Ferrybridge の冷却塔破壊事故は、設計示方書に含まれていた問題点と同時に、従来ほとんど問題とならなかった近接配置効果に対する知識の不足がその原因であった。

我々は、このようないくつかの大きな事故を契機として、流れ（とりわけ強風）の作用を受ける構造物の設計には、静的風荷重のみならず、風の動的な作用をも常に念頭に置かねばならないこと、しかも風の動的な作用の結果生じる振動現象には様々な種類があり、一つの現象を抑えれば逆に他の振動が問題となる場合もあること、さらに物体が複数個近接配置されることによる単独の場合の空力特性からの変化が決して小さくないこと等を学んだ。そして、より耐久性に優れた安全な構造物を生み出すために、損傷の原因の解明と、それを踏まえたより効果的な防止策を検討することが、我々工学に携わるものに要求される最も重要な課題として共通に認識されることとなった。

ところで、我々の身のまわりの構造物を見れば、多くの構成部材や要素が錯綜した複雑かつ大規模な構造物が増え、しかも社会的、経済的もしくは物理的要求から狭い範囲に数多く造られることも多い。このような構造物に流れが作用した場合、一部の部材やあるいは隣合う構造物が複数物体固有の振動を引き起こす可能性は決して少なくないであろう。しかも、単に構造物の一構成部材が振動し、場合によっては損傷を被るという問題のみではなく、一構成部材の損傷が構造物全体の機能を損なわせ得ることも十分に考慮しておかなければならない。

本研究で対象とする複数構造物は、流れの中に配置された複数の物体を意味する。複数構造物の空間距離が接近すれば、物体周囲の流れのパターンが他の物体によって歪められるため、流れの中に単独に置かれた場合に比べて、その特性は大きく異なる。さらに、その変化の様子は物体個々の形状や、空間配置、あるいは物体の数に支配され、単に複数構造物の近接配置による効果として単独配置の場合にある種の修正係数を乗じることのみでは現象を表すことはできない。

本研究では、複数構造物の中でも2つの同じ形状をもつ物体の空力特性に焦点を当てる。また、対象とする物体の形状は円柱および角柱とした。前者については下流側円柱の空力弾性振動を、後者については2角柱全体系の渦励振についてそれぞれ実験を通じて発生メカニズムに検討を加える。さらに、空力振動防止・抑制を目的に、いくつかの実構造物を対象とした空力的制振対策について考察するものである。

また、円柱、角柱という断面形状は、多くの構造部材に使用される最も基本的なものであり、これらの特性は他の種々の断面の空力現象の本質的特性を代表するものである。これらの物体が流れの中に複数個存在するときの空力特性を明らかにすることは、単に当該部材のみならず、構造物全体の耐久性や安全性を確保する上でもやはり重要であるものと考えられる。

1. 2 複数構造物固有の空力（流力）特性

複数構造物は、とくに上流側構造物の後流の影響を強く受けるときの下流側構造物に固有の特性が現れる。同じ形状の2本の円柱もしくは角柱が様な流れの中に互いに近接して配置されたとき、下流側物体まわりの流れの状況とそれに起因する空力（流力）特性は、表1-1の様にまとめられる。

表1-1 下流側物体に関する流れと流力特性の関連

物体周囲の流れ	流力特性
非一様流速分布	剥離点の移動（円柱）
後流の連行作用	流れの傾斜角（円柱・角柱）
乱れの分布	剥離せん断層と物体表面との距離の変化（角柱） 実質的レイノルズ数変化
wake region との相対位置	ストロハル数、抗力係数、揚力係数等の spacing ratio による変化 gap flow, flow switching

すなわち、上流側物体の存在によって時間的にも空間的にも一様であった接近流は大きく歪められ、下流側物体に達するところでは空間的に非一様な時間平均流速分布、連行作用、主としてカルマン渦成分にパワーの大部分が集中する強い乱れ（乱れ強さ分布、変動流速スペクトル分布）等の特徴を備える流れに変化する。このような流れによって、下流側物体は種々の複数物体固有の空力特性を示す。また、このほか vortex formation region（物体背面より渦列形成位置までの後流領域）との空間的相対位置も下流側物体の空力特性を支配するパラメータとして重要である。

また、複数構造物に固有な空力振動現象には概ね次のようなものが知られている。

- ・ wake galloping (interference galloping, proximity galloping)

下流側の円柱が、上流側円柱背後に形成される wake の中、もしくはそのごく近傍にあるときに生じる下流側円柱の流れ直角方向曲げ1自由度振動。2円柱の空間距離は直径の約4～5倍以下でその発生が報告されている。

- ・ wake-induced flutter

下流側円柱に生じる流れ直角、および流れ方向の2自由度曲げ振動。2円柱の空間距離が上の wake galloping よりも離れた、直径の約10～20倍程度で

あり、しかも流れの入射方向が2円柱の中心を結ぶ線に対してやや傾いた状態の時に発生が報告されている。振動モードは一般に楕円状である。

- ・wake resonance (resonant buffeting)

上流側物体の放出渦の振動数が下流側物体の固有振動数に一致するとき下流側物体に生じる振動。

この他、とくに名称が付けられていないが、やはり複数構造物固有の振動現象として多列円柱群の流力弾性振動（第2列目以降の円柱に生じる振動）等が知られている。

このように複数構造物の空力（流力）特性を支配するパラメータは一様流中の単独物体に比べてはるかに多く、また、互いに複雑に関与しているため、未解決の問題が数多く残されていると言わざるを得ない。

これまでに報告されている複数物体の流力特性に関連する諸問題は次に示すように工学の様々な分野にわたっている。

- ・複葉翼の支持ストラットの設計風圧
- ・主翼背後の気流攪乱による尾翼のバフエッティング
- ・熱交換器内の管群振動
- ・パイプアーチの設計風荷重
- ・クーリングタワーの設計風荷重
- ・高層煙突群、高層ビル群の空力振動
- ・斜張橋複数並行ケーブルの空力振動
- ・吊橋、斜張橋主塔の空力振動
- ・海洋構造物の支柱の波圧
- ・並列橋の空力特性
- ・多導体送電線の空力振動
- ・反応塔内の管群振動

複数構造物の流力特性に関する問題は、例えば文献5)などに詳しい。

1. 3 研究目的、意義

本研究では、流れの中に複数個配置され、流体パターンや流体力学的諸特性が単独物体の場合とは異なる“複数構造物”対象とする。複数構造物の流体力学的特性は、物体の形状と共に、空間配置に大きく支配される。単独構造物の流体力学的特性は多くの研究者の手により、詳細に研究が行われ、かなりの部分が解明されている。これに対し、複数構造物については、前述のように特性を支配するパラメータの数が多く、単独構造物に比べれば、未だ解明されない部分が数多く残されている。

このような複数構造物の流力特性に関する諸問題のうち、本研究では振動応答特性の発生機構を探ると共に、有効な空力的制振・防振対策についても考察を加え、今後の複数構造物の耐風設計に有用な情報を与えようとするものである。

対象構造断面は大きさの等しい2本の円柱、および角柱とする。これらの断面は、その幾何学形状が単純であり、種々の実構造物の空力挙動の推定に有効な基本的特性を示すものである。前者については、剥離点が固定されず、そのため流体のレイノルズ数や、円柱表面の粗度状態によって空力特性が敏感に変化する。また、後者の角柱はその断面比（縦横比）によって空力特性が大きく変化する。このような基本的空力特性にさらに近接配置の効果が加わるときの空力特性の変化を明らかにすることにより、多くの実構造物の空力特性の評価に必要な情報を得る。また、複数構造物の振動応答特性は、静止状態の基本的空力特性に比べて画一的な研究例が少なく、相互の関連もあまり明確とは言えないのが現状である。しかし、斜張橋ケーブルや主塔の振動が最近問題となる例もあり、これらの振動現象の解明が急がれている。本研究では物体周囲の流体パターンと振動とのつながりや、非定常空気力・非定常圧力などの特性を中心に振動発生機構を考察する。さらに、これらの結果を基により効果的な空力的制振対策を検討する。

前述のように構造物が今後ますます複雑・大規模化するに従い、複数構造物に関する問題もさらに多くの分野でクローズアップされるであろう。従って、現時点での複数構造物の流力特性に関する理解・知見を整理し、もってこれらの諸問題をより合理的に解決するための方策を考究することは、単に当面の問題解決のみならず今後の新たな問題に対処するうえにも意義あることと考えられる。

参考文献

- 1) 福田武雄 “橋梁事故物語”、土木学会誌、昭和50年 7月、pp. 8 18
- 2) 川田忠樹 “ボーモンの卵”、建設図書、昭和62年、pp. 11 56
- 3) Farquharson, F. B., “Aerodynamic Stability of Suspension Bridges.
Part I, Investigations Prior to October, 1941”, 1950, pp. 22 31
- 4) Central Electricity Generating Board, “Report of the Committee of
Inquiry into Collapse of Cooling Towers at Ferrybridge, Monday 1
November 1965”
- 5) Naudascher, E. and D. Rockwell (Editors), “Practical Experiences with
Flow-Induced Vibrations”, Springer-Verlag, 1979

第2章 従来の研究

2. 1 概説（複数構造物の流体力学的特性）

流体中に複数の物体が互いに近接して配置された場合、物体に作用する流体力はそれぞれ他の物体に影響される。また、たとえ単独物体であっても、流体の境界（例えば壁面など）に非常に近い場所に配置された場合には、やはり均一な流れの中におかれた場合とはその流体力学的特性が異なることが知られている。

このような物体の流体力学的特性の変化は、近接する物体もしくは境界条件によって、気流の特性が歪められることが大きな要因のひとつであろう。

流体中におかれた複数物体の空力特性については、古くは複葉翼の支持ストラットの設計のために実施された風洞実験が最初である。1933年には気流中に直列に配置された2本の円柱や、楕円柱、あるいは翼型柱の抗力が求められている。

1)

一方、送電設備の大規模化にともない、送電線の風による振動が次第にクローズアップされた。寒冷地における送電線のギャロッピング振動は、着氷により送電線の断面形状が変化し、揚力係数勾配が負値を示すことがその発生機構とされている。²⁾ また、実構造物を対象とした現地振動観測を行い、振動モード、振動振幅等と共に、振動を生じるための気象条件に対する検討が行われた。それらの成果は送電設備の耐風設計にも反映されている。³⁾ また、送電量の高電圧化により、導体の複数化が行われた結果、風に対して下流側の送電線の空力弾性振動の発生が新たな問題となった。この現象は、下流側送電線が上流側送電線の後流の影響を受けて振動する“wake-induced oscillation”と呼ばれるものであり、両導体が直径のおよそ10～20倍程度はなれた場合に、長軸が気流方向に対してやや傾斜した楕円軌道を描く。⁴⁾ その振幅は非常に大きく、時には送電線支持具に損傷をきたす場合や、上流側送電線に衝突してコロナ放電を起こし、送電効率を著しく低下させる場合も見られる。このような背景から、複数導体送電線の空力弾性振動の発生機構に関する研究や、制振装置の開発が精力的に行われた。Simpson等は送電線を気流方向および気流直角方向の2自由度振動系とし、これに準定常空気力（揚力、抗力）を作用させ、応答解析を行っている。

5) 現在では、複数導体の間に適当な間隔でスペーサ（注1）を設け、固有振動数の増加によって振動の抑制を図ったものや、付加減衰装置（ダイナミックダンパー、トーションバー）などを取り付けることによって、このような有害な振動を抑制する対策が施されている⁶⁾

また、土木・建築分野でも同様に構造物の大規模化が進むにしたがい、従来にも増して耐風設計法の重要性が高まってきた。例えば橋梁構造物を例にとれば、年々そのスパン長を増してきた吊橋の中で、英国のセバーン橋や現在世界第1位の中央支間長を持つ英国ハンバー橋などは、補剛桁の断面形状が主として空力的安定性から決定されている。さらに中央支間が約2000mに達する明石海峡大橋の建設や、イタリアのメッシナ海峡横断橋（中央支間3000m）等の超長大橋の計

画にあたっては、

- 1)長周期構造ゆへの空力振動限界風速の低下
- 2)風の3次元性が応答特性に及ぼす効果
- 3)大規模構造ゆへの風荷重増加と剛性確保の困難さ(注2)

等が大きな問題であることから、従来の耐風設計法の再検討とともに、新たな安全性評価法に関する研究も行われている。⁷⁾

高層建築物の分野でも同様であり、風荷重の軽減や周辺の風環境への影響を積極的に考慮した建物形状が多くの機関で検討されている。⁸⁾ また、建築物の中でも原子力発電プラントのように事故による周囲への影響が極めて大きい構造物には特別の設計配慮がなされている。例えば、原子炉の炉心を保護するために、その上屋には竜巻による飛散物に対しても十分安全性を確保すべきである(飛散物の衝突速度の発生確率 10^{-7})という研究成果も報告されている。⁹⁾

このように土木・建築構造物の耐風性が重要となりつつある中で、複数構造物の空力特性が問題となるケースも増えてきている。たとえば斜張橋の twin cable やパイロン主柱、吊橋主塔、並列橋(空間的に近接して複数の橋梁が架設された状態)の風による振動はいくつかの事例の報告とともに、近年注目を集めている問題である。^{10)~14)}

また、ビルや煙突などの建築物の高層化、大規模化によって、風下側の建物に及ぼす効果(風下側建物のパフティング振動、風上側建物による風荷重の遮蔽効果、風環境問題)も構造物の設計上明らかにされなければならない重要な要因である。^{15), 16)}

前述の原子力発電プラントの中でも、冷却塔の耐風性については1965年に英国で発生した Ferrybridge の事故以来、欧米諸国を中心にさまざまな検討が加えられているが、とくにこれらの冷却塔が互いに接近して建設されることから、冷却塔間の風の流れと塔に作用する風荷重の関係について多くの実験が行われ、近接構造物としての取り扱いがなされている例も少なくない。^{17)~20)}

近接物体の流力弾性振動は熱交換器内の円管群でもその発生が報告されている。^{21)~26)} 熱交換器は円管の内外に温度の異なる流体を流し、熱量の交換を効率よく行うものであり、ボイラーの最も重要な構造である。また、最近の原子力発電プラントでも原子炉内で加熱された熱水を冷却するために、同様の構造を持つ冷却装置が多く用いられている。この円管群が振動により破損を受ければ、原子力発電プラント全体の安全性の確保にも著しい悪影響を及ぼすことは明かであり、振動の発生は是非とも避けなければならない。このような問題に対し、中心間隔が直径の高々2倍程度の格子状(正方形、もしくは千鳥)に配列された円管群の振動を対象とした研究が1970年代初等より活発に行われている。振動発生の限界流速を精度良く行うことがこれらの研究の主たる目的であり、ポテンシャル流れを用いた流体力の評価や、2自由度振動系の連成を考慮した準定常空気力を適用した応答解析など多くの研究が報告されている。その結果限界流速は mass damping parameter ($m \delta / \rho D^2$, m : 円管の単位長さ当りの質量、 δ : 対数構造減衰、 ρ : 空気密度、 D : 円管の直径)の0.5乗におおむね比

例することが明らかにされている。これは、Chen²²⁾ が指摘するように運動方程式中の流力剛性項（復元力＋流体力の振動変位同相成分）が支配的な振動現象であることを示すものと考えられる。

（注1）スパーサによって分割されたそれぞれのスパンで新たな空力振動の発生も報告されている。⁶⁾ このような振動はサブスパン振動とよばれている。

（注2）吊橋では荷重を負担する主構造部材はケーブルである。したがって、構造物のスケール（ L ）増加による風荷重増加（ L^2 ）および鋼重増加（ L^3 ）の方が、ケーブルの伸び剛性の増加（ L^2 ）を上回るため、構造物の大規模化による剛性確保は相対的に困難となる。

2. 2 複数円柱の定常流特性

以上近接構造物の流体力学的特性に関連した工学各分野での問題について概説したが、これより近接構造のうち最も代表的な2本円柱について現在知られている特性について述べることにする。2本円柱の空力特性については Zdravkovich が詳細な review を報告している。²⁷⁾ 本来流体中の円柱の諸特性は、レイノルズ数 ($Re = UD/\nu$, U : 流速, D : 円柱直径, ν : 流体の動粘性係数) により大きく変化する。ここで用いるレイノルズ数は2本円柱に対する接近流速 (U) で定義されたものとする。以下に述べる研究の多くは亜臨界域 ($10^3 < Re < 10^5$) のもとで行われたものが多い。なお、以下文中の記号 x , y , D はそれぞれ2本円柱の主流方向中心間隔、主流直角方向中心間隔、および円柱直径を表す。また、2円柱の直径はとくに断わらぬ限りは同一である。2円柱の空間的相対位置は図2-1のように円柱直径で無次元化した座標 (x/D , y/D) で表すものとする。

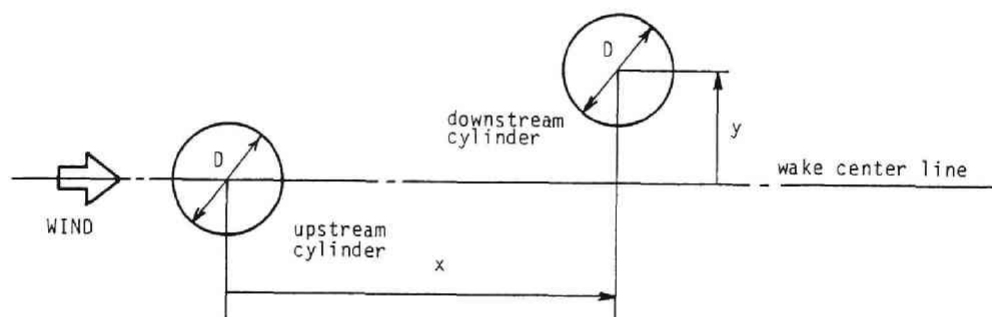


図2-1 近接2円柱の空間配置

直列配置 (in tandem arrangement, ($y/D = 0$))

2本の円柱が流れに対して直列に、すなわち上流側円柱の背後に他の円柱が配置される場合をさす。とくに下流側円柱の特性について従来より多くの研究が報告されている。

2本の円柱が非常に接近している場合 ($1 < x/D \leq 2$) には両円柱があたかも一つの物体であるかのような流れのパターンを示す。下流側円柱の抗力係数は負値 (すなわち作用方向が上流を向く) を示し、両円柱にはさまれた領域の圧力が下流側円柱の背圧より低下することが推察される。この抗力係数は、 $x/D = 2$ 付近まで負値を保ちながら円柱間隔の増加と共にしだいに増加する。そして

$x/D = 2$ を過ぎる頃（すなわち抗力係数が負値から正值へ転じようとするときに相当）、抗力係数の増加率はしだいに小さくなり、 $2.3 \leq x/D \leq 2.5$ 付近でわずかに変曲点もしくはピークを示す。^{(28), (29)} この抗力係数の変曲点（“kink”）が生じる理由としては、下流側円柱の停留点（単独円柱では stagnation point に対応する。）の圧力 C_{pg} と、背圧 C_{pb} の時間平均値の変化から説明された例もある。⁽²⁸⁾ すなわち、 $x/D < 2$ では C_{pg} 、および C_{pb} は円柱間隔 x/D が広がるにつれ、それぞれ増加、減少といった変化特性を示す。ところが上記の円柱間隔付近になるととくに C_{pb} が、それまでの特性とは逆に x/D と共に増加するようになる。下流側円柱の抗力係数が、 $(C_{pg} - C_{pb})$ で概略評価可能であるものとすれば、このような C_{pb} の変化が抗力係数の変化に大きく関与しているものと考えられる。また Kostic, Oka は、下流側円柱表面の定常圧力分布から求められる剝離せん断層の再付着点も、この円柱間隔 ($2.3 \leq x/D \leq 2.5$) で特性が変わることを示している。さらに、円柱とスプリッタプレートを用いた Gerrard の実験結果⁽³⁰⁾ を基に、上記の円柱間隔が、下流側円柱が上流側円柱背後の渦生成領域（vortex formation region）を抜け出る境界であるとしている。

円柱間隔がさらに増加すると、下流側円柱表面の再付着点はしだいに停留点に近づき、 $x/D=3.5$ 付近に達すると下流側円柱は上流側円柱背後の time integrated wake（物体背後の時間平均流線で囲まれた後流領域）の外へ出る。このとき下流側円柱の抗力係数や両円柱の下流側におけるストロハル数（ St ）の値は急変し、あたかも不連続に変化しているような特性を示す。^{(28), (29), (31)} 同時にこの円柱間隔では、両円柱間の流れが双安定な2種類のパターンを示し、このため抗力係数が各々のパターンに対応するように2種類の値を非定常にとることが報告されている。⁽²⁸⁾ このような抗力係数、ストロハル数のジャンプが起こる円柱間隔は、とくに“臨界円柱間隔”と呼ばれており、その値は $(x/D)_{cr} = 3.5$ ⁽²⁸⁾ もしくは 3.8 ⁽²⁹⁾ であるといわれている。両円柱の間隔が臨界円柱間隔より狭い場合には両円柱間の流れには大きな時間的変動が認められず、2本の円柱が一体となったような流れのパターンが現れる。これに対し、臨界円柱間隔より広い場合には上流側円柱からも渦放出が行われるようになる。また、この上流側円柱からの渦放出によって下流側円柱は強い乱れ的作用を受けることになり、下流側円柱表面の剝離点が下流側へ移行し、後流幅が狭まる。このような円柱周囲の流れは超臨界域（super-critical）における単独円柱のパターンに類似している。臨界円柱間隔以上での下流側円柱の抗力係数が上流側円柱よりも小さな値を示すのは上流側円柱の遮蔽効果に加え、以上の理由によるものと考えられている。この傾向は $x/D = 9$ まで離れた2本円柱でも確認されている。⁽²⁹⁾ 但し、超臨界域における $x/D = 3$ ⁽³¹⁾ や $5 < x/D < 20$ ⁽³²⁾ のように、この特性（すなわち $C_{D, upstream} > C_{D, downstream}$ ）が逆転する場合もある。

臨界円柱間隔もやはりレイノルズ数により変化し、 $Re = 80$ では $(x/D)_{cr} = 5$ 、 $Re = 3.4 \times 10^3$ では $(x/D)_{cr} = 3$ が報告されている。⁽³³⁾ 一方、超臨界域では

抗力係数やストロハル数の不連続性が消え、円柱間隔の変化にしたがってこれらの各値が連続的に増減するため、臨界円柱間隔が定義不可能となり、さらに極超臨界域では再び臨界円柱間隔が明確になり、その値はおよそ $(x/D)_{cr} = 3.7$ と報告された例もある。³¹⁾

円柱間隔が臨界値 $(x/D)_{cr}$ よりも大きな場合の2本円柱の諸特性には、上流側円柱背後の乱れの影響による下流側円柱の実質的な臨界レイノルズ数の低下が関与し、ストロハル数や抗力係数に大きな変化がみられる。上流側円柱が亜臨界域の場合、抗力係数は円柱間隔の増加と共に単独柱の値（およそ $C_D = 1.0$ ）に漸近するが、レイノルズ数が大きいほど抗力係数は小さく、円柱間隔に対する変化の度合は緩慢である。また、後流渦の特性としては、前述のように下流側円柱が time integrated wake の外に出ているため、両円柱から個々に渦放出が行われる。上流側円柱の渦放出周波数は下流側円柱の影響を余り受けず、ほぼ単独柱に等しい値を示す。一方、下流側円柱からの渦放出によるストロハル数は、 $Re < 10^5$ では上流側円柱 ($St = 0.2$) より低く、円柱間隔の増加と共に大きくなる特性を示す。($St = 0.12 \sim 0.18$) この値は上記の範囲ではあまりレイノルズ数の影響を受けない。一方臨界レイノルズ数を含む $Re > 10^5$ の領域では、とくに円柱間隔が広い $x/D > 20$ のとき $St = 0.2$ に対応する成分は減衰し、新たな周波数成分が下流側円柱背後で検出される。そのストロハル数はレイノルズ数によって大きく変化するが、 $St = 0.25 \sim 0.3$ の値を示す。³²⁾

上流側円柱の特性に関する実験結果は、上述の下流側円柱の場合に比べて少ないが、基本的特性としては以下の点が知られている。

すなわち両円柱が比較的接近している場合に下流側円柱の影響を受け、円柱間隔により諸特性値が変化する。 $x/D < 6$ では下流側円柱の影響を受け、単独円柱よりも小さな抗力係数を示すことが $x/D < 6$ の領域で確認されている。²⁹⁾ また、下流側円柱と同様に抗力係数の不連続点が存在し、臨界円柱間隔も下流側円柱に対するものと一致することが報告されている。超臨界域では不連続性が消滅し、極超臨界域で再び現れる点なども全く同一の傾向を示す。³¹⁾

放出渦の特性については上述のようであり、臨界円柱間隔以上に離れたときに渦放出が始まることが知られている。

並列配置 (in side by side arrangement、 $(x/D = 0)$)

流れに対して並列（2円柱の中心を結ぶ線が主流方向に対して直角となるような配置）に配置された2円柱の基本的特性も上記の直列配置と同時に計測され、検討を加えられている例が多い。従来の研究成果から、並列円柱の特性は円柱間隔 (T/D) により大きく4種類に分類されるようである。

両円柱がきわめて近接している場合は円柱間の隙間を流れる流体はほとんど観測されず、2円柱が一体化した8の字形状まわりの流体パターンときわめて類似する。したがって2円柱から放出される渦は互いに方向が逆向きであり、一対の渦列を形成する。このパターンを形成する円柱間隔は、 $1 < y/D < 1.1$ ³⁴⁾、³⁵⁾ も

しくは $1 < y/D < 1.2$ ^{36), 37)} といわれている。

円柱間隔 (y/D) がやや大きくなり、上記の上限値を超えると円柱間の隙間を流れる流量が次第に増加し、円柱系全体の特性に大きな変化を与える。すなわち、隙間流れが円柱間の対称軸上をそのまま流下するのではなく、どちらかに偏った流れ (coander flow) を形成する。³⁸⁾ 従って両円柱の背圧、抗力、揚力 (偏り流れのために、定常揚力が発生する) 放出渦などが2円柱で異なった特性を示す。背圧は両円柱共に、 $y/D = 1$ における値よりも回復する。bluff body の後流内に、運動量の小さな流体を外部から補給すると、本来の連行作用が弱まり、背圧が回復する (base bleed effect、注1) ことが知られているが、上記の傾向もこの効果と本質的に等しいものと考えられる。³⁴⁾ なお、両円柱間に発生する定常揚力は概して互いに反発し合う斥力の方向にはたらくが、この領域においては強い偏り流れの影響によって、場合によっては片方の円柱の揚力が引力方向に作用する。³⁹⁾ また、この偏り流れはその偏る方向が非定常に反転するため、上記の各特性もその変化にしたがって非定常に反転する。そして、この2種類の流れのパターンは互いに安定であることが知られている。この双安定な偏り流れが発生する円柱間隔は、 $y/D < 1.5$ ³⁵⁾、 $y/D < 2.2$ ^{36), 37)}、 $y/D < 2.3$ ³⁴⁾ 等の報告がある。このほか双安定偏り流れは流れに対して並列配置された一列円柱群 ($y/D = 1.5$) でも確認されている。³⁵⁾

円柱間隔がさらに増加すると両円柱間の流れは非対称性を失い、両円柱からそれぞれ1対ずつ計2対の渦放出が行われるようになる。但し、円柱間の相互作用は依然として大きく、渦の回転方向は、円柱間の軸を中心に対称形である。³⁵⁾ また、揚力も斥力方向に作用している。

さらに円柱間隔 (y/D) が4以上では、もはや両円柱の相互作用はわずかとなつて、定常揚力も0となり、2本の円柱はそれぞれ独立した振舞いを示すといわれている。

千鳥配置 (in staggered arrangement)

近接2本円柱の空力特性は2円柱の中心を結ぶ直線が風向に対して斜めに傾く場合に興味ある特性を示す。その最も特徴的な性質は、円柱に定常揚力が発生することであろう。そして、後述の近接円柱の空力弾性振動の発生機構にはこの定常揚力特性が大きく関与している。下流側円柱の定常揚力の作用方向 (すなわち、上流側円柱の背後に形成された後流の中心方向を向くか、後流外側方向を向くか) については、その発生機構の説明と共に、当初大いに議論が集中した。円柱後流を空間的に非一様な速度分布を持つ一種のせん断流れとみなし、ポテンシャル流を適用した解析⁴⁰⁾ では、揚力の作用方向は後流外側を向くものと考えられた。しかしながら、多くの実験結果はこの結論とは全く逆に後流中心を向くことを示した。その理由が多くの研究者によって検討されたが、後流内の静圧分布による浮力 (buoyancy) の作用とする考え⁴¹⁾ や、後流中心へ向かう流れの連行作用によるとするもの⁴²⁾、また、後流内の乱流強度の空間分布より、下流側円柱表面の境界層の遷移が円柱の両側で異なることにより、剥離点の位置が非対

称になることが原因とする考え⁴³⁾、あるいは両円柱間を高速で流れる gap flow の作用によるもの^{28), 43)}など様々な解釈が加えられている。これらの各説明の妥当性について検討された Price の研究⁴⁰⁾によれば、上記いずれの解釈も単独では十分に精度よく揚力特性を説明できるものではないとしている。この他、下流側円柱の定常空気力特性は、後流特性よりは、下流側円柱自身の実質的なレイノルズ数に左右されること、後流側円柱の大きさを小さくすると、揚力の作用方向が逆転し、Savkar による解析結果と同方向になること（従って、揚力発生機構には、2円柱の大きさが等しい限りは、せん断流れの効果は小さく、むしろ2円柱間の相互干渉効果が大きいとしている。）等いくつか興味ある実測結果を報告している。

2円柱の相対的な配置と定常揚力及び定常抗力の大きさの関係については次のような事が知られている。定常揚力のピークは2つの空間配置で生じる。1つは後流中心線より若干気流直角方向へ隔たったところに現れる。（ $y/D = 0.25$ 付近）後流中心線から揚力の最大値までの変化はきわめて急であり、揚力が最大値を示す付近の空間配置では、前述の gap flow 発生の有無が双安定的に生じるため、揚力自身も2つの値を示す。他のひとつは上記の揚力ピークよりはやや下流、後流外側に現れる。（ $y/D = 1.0$ 付近）これは流れの連行作用によるものと考えられている。一方、定常抗力についても2円柱の空間配置との関係が多数報告されているが、臨界円柱間隔より2円柱が接近している領域では2円柱が直列配置ではなく、わずかに staggered な配置になったときに抗力最小値が現れるという測定結果と、円柱間隔によらず後流中心線上で抗力最小となる結果とが報告されている。しかし、gap flow の発生によって上記の揚力ピークと抗力最小値がほぼ同じ場所で生じるとした前者の結果の方が信頼性が高いように思われる。このような後流域内の円柱に発生する定常空気力は、2円柱間隔が $x/D = 20$ まで離れた場合でも上流側円柱の影響を受け、単独円柱とは異なった空気力特性を示すことが知られている。

staggered な配置における渦放出パターンに関する研究としては Kiya et al.⁴⁴⁾、五十嵐³⁷⁾、Zdravkovich³⁶⁾等により報告されている。Zdravkovich によれば、円柱間隔が小さく gap flow の発生が定常流体力に大きな影響を及ぼすような配置では、上流側円柱からの渦放出は行われないものの、これより2円柱が離れれば、やがて上流側円柱からも渦放出が行われるようになる。但し両円柱の後流幅は等しくなく、一般に上流側円柱が狭く、高い渦放出周波数を示すのに対し、下流側円柱は後流幅が広く、渦放出周波数が低いことを報告している。

上流側円柱の定常空気力特性については、上記の下流側円柱に対して測定結果がきわめて少ない。これは、上流側円柱の定常空気力特性に変化が現れるのは、両円柱がきわめて（円柱間隔2以下）接近している場合に限られることも理由の一つと考えられる。Bokaian, et al.⁴⁵⁾によれば上流側円柱の定常流体力も下流側円柱の特性に類似しており、揚力は両円柱を直列配置に戻そうとする方向に作用し、抗力は両円柱が直列配置の場合に最小値を示す。揚力、抗力共に、その大きさが同一配置の下流側円柱の流体力と同程度であることは注目される点で

あろう。

円柱群の流体力についても、とくに熱交換器の問題から機械工学の分野で活発に研究が行われている。Mair & Maull⁴²⁾は千鳥配置の2列円柱群の定常流体力とその作用方向（揚力と抗力の合力）を流れの入射角度を変化させて計測している。その結果によれば、入射角度 $\alpha = 24^\circ$ で流体力の作用方向が急変する特性が得られている。この入射角度は上記の定常揚力が急変する位置と一致している。

注1 base bleed effect

文献34)には次のような記述がある。

.....Bearman (1967) has shown that if low momentum fluid is bled into the separated region behind a bluff body then the position of vortex formation is moved downstream. The injection of fluid provides some of the entrainment required by the free shear layers and the vortices.

Thus the entrainment from within the separated near-wake region is reduced and the base pressure increases. Base bleed is only effective if low momentum fluid is fed into the wake

2. 3 複数円柱の流力振動特性

複数円柱の流力振動については、本章の冒頭で述べた工学各分野で従来より研究の対象となっている。ある空間配置にある動的構造特性を持つ円柱が配置されたとき、どのような振動が生じるかについては、これまでにその概略は把握されていると言っても良いであろう。事実、多くの研究者によって、流体力の評価が行われ、振動解析が試みられている。しかしながら、応答評価に成功した例はいずれも2本の円柱が直径の10～20倍程度も離れた場合（すなわち、gap flowや、流れのスイッチングなど、円柱間の干渉効果がほとんど無視できる場合）であり、準定常的な流体力の評価を行うことで、実際の現象が記述されている。また、熱交換器にみられる近接多列円柱群のような場合には、各円柱周囲の流れがポテンシャル流で近似できる²⁵⁾ことから、この流れを基にして、流体力自身を解析的に求め、振動モードや限界流速などが精度良く得られている。（多列円柱群の限界流速は前述のようにマスタダンピングパラメータ $m\delta / \rho D^2$ の平方根で表されている。）一方、2円柱が直径の3～4倍程度まで近づいた場合には、両円柱間の流れはきわめて複雑なものとなることから、流体力の評価を行う際には、その非定常効果をいかに精度良く評価し得るかが大いに問題となろう。たとえば宇都宮等⁴⁹⁾は強制振動法により直列配置の下流側円柱に作用する非定常空気力を測定し、その非定常性について検討を加えている。また、Knisely⁴⁷⁾は直列配置の下流側円柱の振動発生には作用流体力と振動変位との時間差（delay time）が重要であるとし、実験的・解析的な検討を行っている。以下には、2本円柱（多列円柱群を含む）の流力不安定振動について行われた各研究成果のうち、主として流体力の定式化を試みたものについてその概略を述べることにする。

円柱間の相対距離が比較的近い場合

M. M. Zdravkovich⁴⁸⁾は図2-2に示すような円柱後流域（proximity interference, wake interference, no interference region）の分類を行い、他の円柱がこれらの各領域に置かれたとき、それぞれ特徴的な振動応答を示すことを述べている。ここでいう“円柱間隔が比較的近い”場合とは、両円柱間に gap flow や流れの switching が生じる領域を意味する。なお前述の Zdravkovich の分類によれば gap flow の生成位置はおよそ $1 \leq x/D \leq 3.5$, $0.2 \leq y/D \leq 0.4$ としているが、これは静止2本円柱を対象としてものものであり、振動中の下流側円柱を対象とする場合には、これよりもその領域はさらに広がる。このような空間配置にあるときの円柱の振動については、これまで多くの研究が報告されているが、そのうち H. P. Ruscheweyh は“interference galloping”と名付けた下流側円柱の振動（気流直角方向）に着目し、作用空気力を次のようにモデル化している。⁴³⁾（図2-3参照）

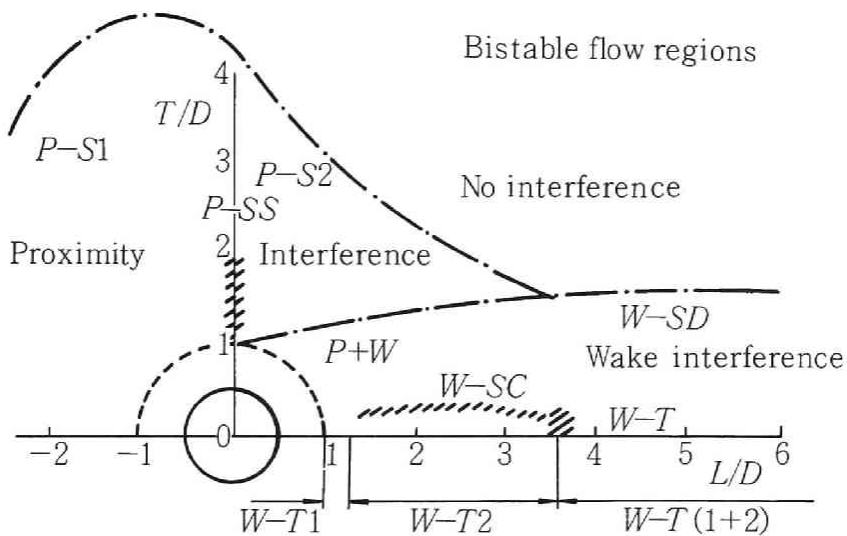


図 2-2 空間配置による近接 2 本円柱の空力特性の分類⁴⁾⁸⁾

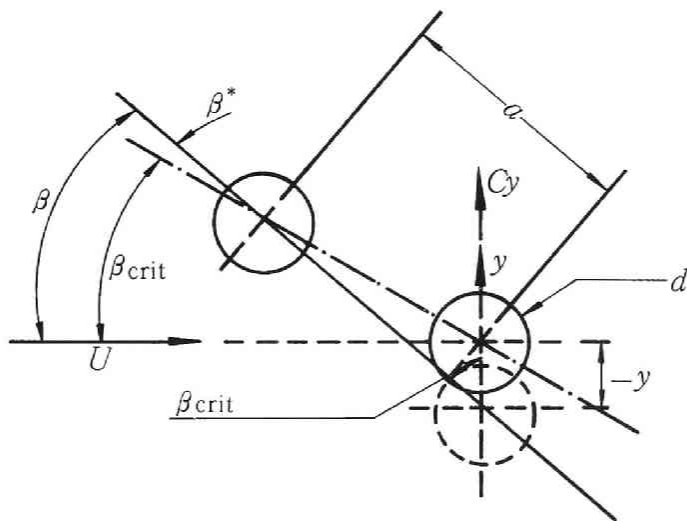


図 2-3 下流側円柱の作用空気力⁴⁾³⁾

$$\begin{aligned}
 F_y &= \frac{1}{2} \rho U^2 D C_{y0} \sin(\omega t + \theta) \\
 &= \frac{1}{2} \rho U^2 D \frac{\partial C_y}{\partial \beta} \beta^* \sin(\omega t + \theta) \\
 &= -\frac{1}{2} \rho U^2 D \frac{\partial C_y}{\partial \beta} \cdot \frac{y}{a} \cos \beta_{cr} \cdot \sin(\omega t + \theta) \\
 \text{for small } \beta_{cr} : C_{y0} &= -\frac{\partial C_y}{\partial \beta} \cdot \frac{y}{a}
 \end{aligned}$$

interference galloping は、下流側円柱の定常揚力が急激に大きな値をとり、揚力係数勾配が非常に大きくなる偏角 ($\beta = 5^\circ$) 付近で発生するため、上式中の $(C_y/\beta) \cos \beta \text{ cr}$ を振動応答から逆に求めている。この様な非定常性のきわめて強い近接配置の下流側円柱に対して、揚力を単純な形で定式化した点で、Ruscheweyh の研究は先駆的なものとしてとらえることができる。しかしながら、上式を用いて得られる限界風速評価式、

$$V_r = \frac{U}{fD}$$

$$= 3.54 \sqrt{\frac{2m\delta}{\rho D^2}} \cdot \sqrt{\left(\frac{a}{D}\right) / \left(-\frac{\partial C_y}{\partial \beta} \cdot \sin \theta\right)}$$

では、非定常揚力 F_y と振動変位との間の位相差 θ を一定と仮定していることや、小さな mass damping parameter を持つ振動系では限界風速がカルマン渦励振の発現風速よりも低くなることなど、実際の適用にあたっての問題点もいくつか指摘できる。なお、Ruscheweyh の研究では上式中 $(-C_y/\beta) \sin \theta$ を "interference galloping criteria" とよび、角柱の galloping に対して用いられる den Hartog の条件と等価な一つの条件としている。

円柱間隔が比較的狭い状態での下流側円柱の振動応答を扱った研究は、その大半が応答特性の調査や、空間配置による特性の分類を試みたものである。

Zdravkovich³⁶⁾ は下流側円柱に生じる振動応答には渦励振の他に fluid dynamic instability と呼ばれる自励振動があることを述べている。前者すなわち渦励振応答特性については図 2-4 に示すように空間配置、および振動モード形をまとめている。

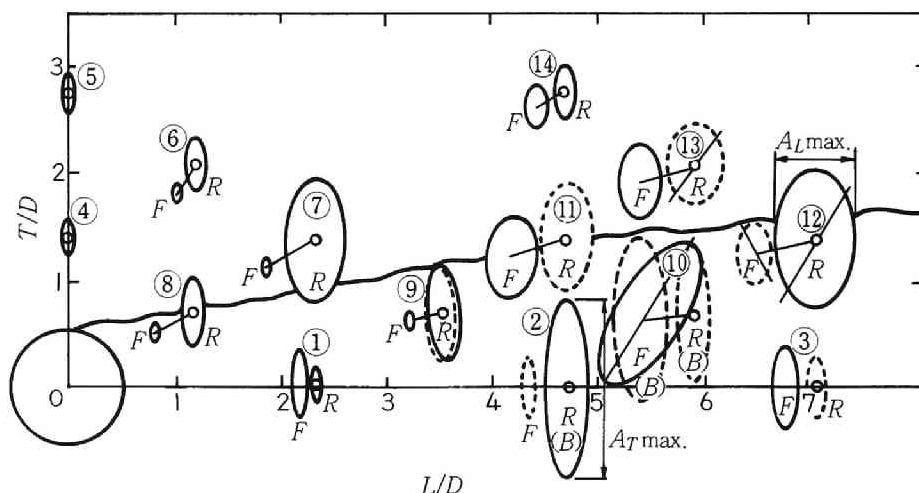


図 2-4 下流側円柱の渦励振応答特性³⁷⁾

各空間配置における上流側 (F)、下流側円柱 (R) の渦励振応答振幅が模式的に表されている。

また、A. Bokaian, F. Geoola⁴⁹⁾も図2-5のように下流側円柱の振動応答特性を空間配置ごとに分類しているが、不安定なリミットサイクルの存在などが示されておらず、また、有意な自励振動が発生する領域も他の研究に比べて狭く現れている。これは、ひとつには乱れの強さが比較的大きな水槽を用いていることによるものと考えられる。

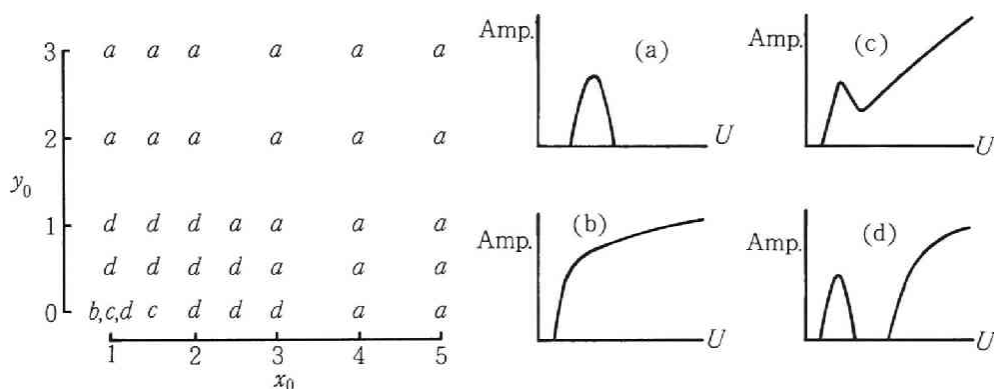


図2-5 各空間配置における下流側円柱の振動応答特性⁴⁹⁾

下流側円柱の振動を扱った研究に比べ、上流側円柱の振動を対象とした研究は数少ない。A. Bokaian, F. Geoolaの研究はその数少ない一例である。この研究では2円柱の間隔が、 $x/D < 2$, $y/D < 1$ とかなり接近したときに下流側円柱の存在によって上流側円柱に定常揚力が作用することを実験的に明らかにすると共に、上流側円柱の流れ直角方向の自励振動 (proximity galloping と呼んでいる) について実験的、解析的に検討している。上流側円柱に作用する非定常揚力は次式のように定式化されている。(図2-6参照)

$$F_y = -\frac{1}{2} \rho V_{rel}^2 D (C_{Da} \sin \alpha + C_{La} \cos \alpha)$$

$$C_{Da} = C_D + \frac{\partial C_D}{\partial x_0} \delta x_0 + \frac{\partial C_D}{\partial (y_0 + Y)} \delta (y_0 + Y)$$

$$C_{La} = C_L + \frac{\partial C_L}{\partial x_0} \delta x_0 + \frac{\partial C_L}{\partial (y_0 + Y)} \delta (y_0 + Y)$$

$$\delta x_0 = \frac{D(y_0 + Y) \dot{Y}}{U}$$

$$\delta(y_0 + Y) = \frac{D x_0 \dot{Y}}{U}$$

$$C_L = \sum_i \sum_j A_{(2i+1,j)} x_0^j (y_0 + Y)^{(2i+1)}$$

$$C_D = \sum_i \sum_j C_{(2i,j)} x_0^j (y_0 + Y)^{2i}$$

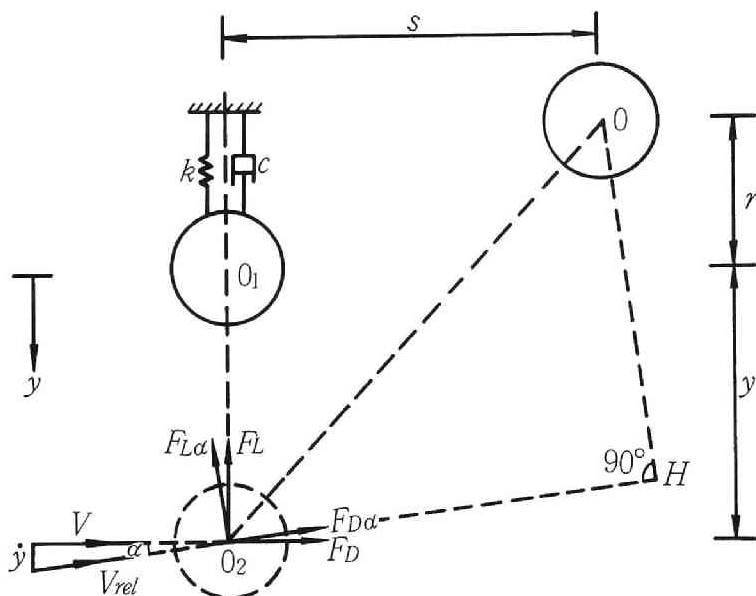


図 2-6 上流側円柱の作用流体力⁴⁵⁾

このように振動中の上流側円柱に作用する非定常空気力に準定常の仮定を適用し、Krylov & Bogoliubov 法⁵⁰⁾による非線形運動方程式を解き、実験値との比較を試みている点に特徴がある。しかしながら流体力に非線形効果を導入しているにもかかわらず、応答の実測値を的確に評価するには至っていないようである。円柱間隔が直径の2倍程度もしくはそれ以下まで接近した場合の振動現象は、とくに多列円柱群に多く見られる。この種の構造系は熱交換器内部の管群に多くみられ、時には振動によって亀裂や破損を引き起こし、全体の機能を著しく損なう原因となることがある。

多列円柱群間の流れは円柱表面からの剥離や流れの switching などが生じないものと見なすことができる²⁵⁾ため、理論的な種々の流体力評価法が試みられている。以下には、多列円柱群に関する研究例を2、3紹介する。

M. P. Paidoussis, et. al.²⁵⁾は多列円柱群周囲の流れを次式のようなポテンシャル流で表している。

$$\phi(r, \theta, t) = U_{r0} \cos(\theta_0 - \psi_0) + \sum_j \phi_j(r, \theta, t)$$

さらに上式より個々の円柱表面における非定常圧力分布を Bernoulli 式により求め、円柱に作用する流体力の振動加速度比例項、振動速度比例項、および振動変位比例項をそれぞれ決定している。

とくに流体力と振動変位との間の位相差をパラメータとして限界流速の変化について詳細に検討しており、図 2-7 に示すように流体力と振動変位との位相差が 5° 以上ではそれほど限界風速に変化を及ぼさないことが示されている。また、円柱群すべてを弾性支持した場合のほうが、dummy model をすべて固定した場合に比べて限界風速が低下することが指摘されている。しかしながら限界流速の評価式を提案するには至らず、また実測値に比べ限界流速はやや高く算出されるようである。

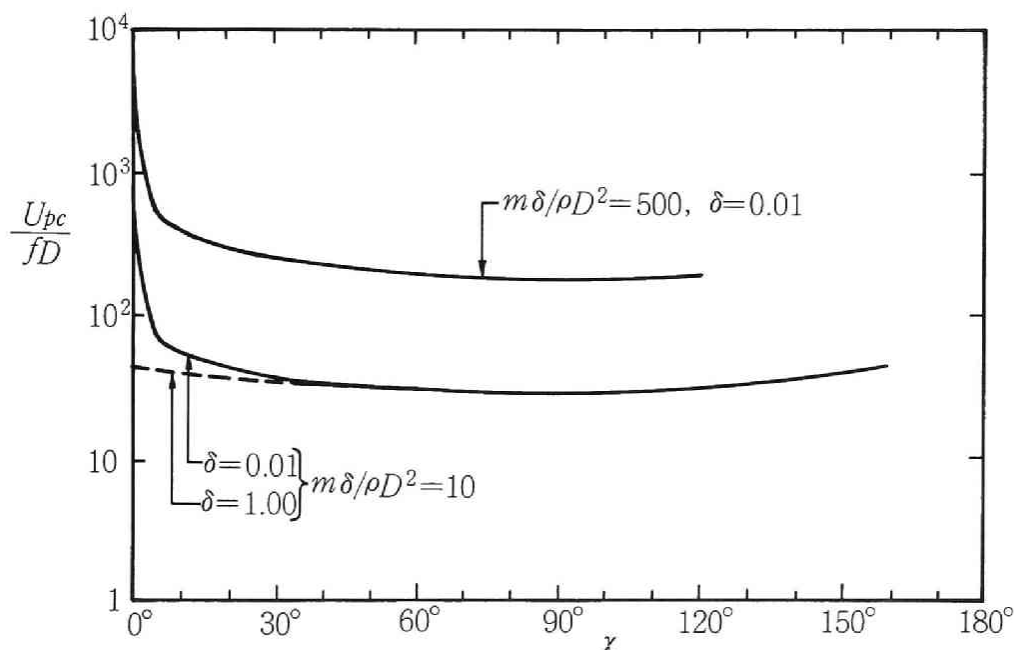


図 2-7 振動変位と流体力の位相差 (χ) による限界流速変化²⁵⁾

R. D. Blevins²¹⁾ は多列円柱群の振動の限界流速を次式のように与えている。

$$\frac{U}{fD} = \frac{\sqrt[3]{2\pi}}{\sqrt[4]{C_x K_y}} \cdot \sqrt{\frac{m\delta}{\rho D^2}}$$

上式中の係数 C_x , K_y はそれぞれ y (流れ直角方向) 変位による抗力、 x (流れ方向) 変位による揚力を表すための無次元数であり、これらを用いて流体力が次式のように表されている。

$$F_x^j = \rho U^2 \{ K_x (-x_{j+1} - x_{j-1} + 2x_j) + C_x (y_{j+1} - y_{j-1}) \} / 4$$

$$F_y^j = \rho U^2 \{ C_y (-y_{j+1} - y_{j-1} + 2y_j) + K_y (x_{j+1} - x_{j-1}) \} / 4$$

後の論文⁵¹⁾ではこれらの流体力係数 C_x , K_y が解析的に求められ、いくつかの実験データとの比較も行っている。その方法の詳細は文献に委ねるが、図2-8に示すように円柱間の一流体部分を control volume とし、Bernoulli 式を適用して円柱に作用する流体力を求めている。上述の流体力係数は円柱間距離の関数として求められ、種々の空間配置にも適用できる点に特色がある。

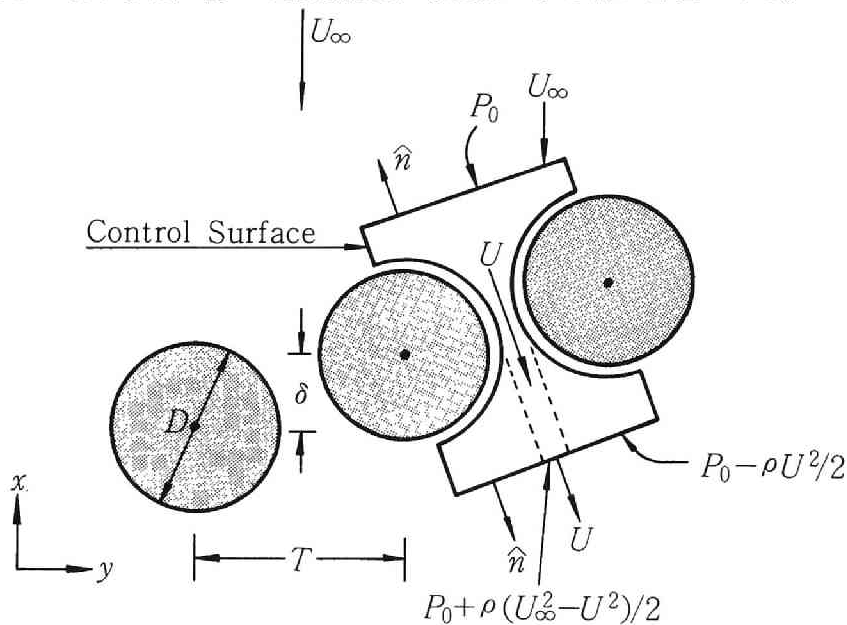


図2-8 多列円柱群の作用流体力のモデル化⁵¹⁾

また S. J. Price, M. P. Paidoussis⁵²⁾は、図2-9に示す2列円柱群の流力振動を扱っている。個々の円柱に対する流体力は円柱の振動変位速度の関数として

$$F_x = \frac{1}{2} \rho U^2 D (C_D - 2C_D \frac{D\dot{x}}{U} + C_L \frac{D\dot{y}}{U})$$

$$F_y = \frac{1}{2} \rho U^2 D (C_L - 2C_L \frac{D\dot{x}}{U} - C_D \frac{D\dot{y}}{U})$$

のように定式化され、さらに流体力係数 C_D , C_L を円柱群 ($i-1, i, i+1$ 番目) の振動変位の関数として展開し、各係数を実験的に定めている。このようにして決定される流体力は非線形項がすべて省略され、多自由度振動応答解析に用い

られている。これらの解析により、振動限界流速として次式の形が提案されている。

$$\frac{U}{fD} = A \left(\frac{\rho}{d} - 1 \right)^a \left(1 + \sqrt{1 + B \frac{m\delta}{\rho D^2}} \right)$$

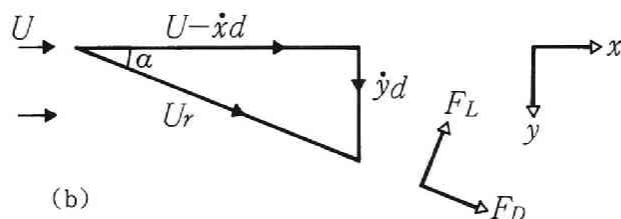
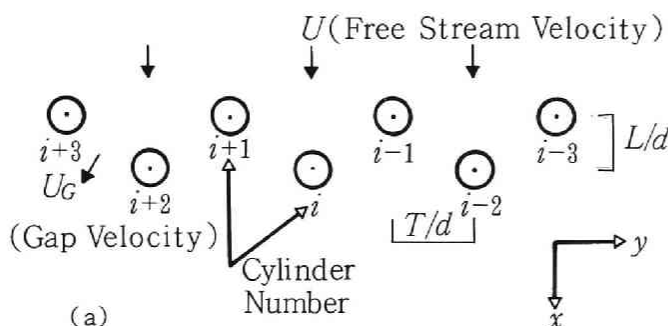


図 2-9 2列円柱群の作用流体力のモデル化⁵²⁾

上述の Price, Paidoussis の研究で用いられる流体力係数が静止物体を対象としたものであるのに対し、H. Tanaka, S. Takahara²⁶⁾は多列円柱群の非定常流体力を測定し、応答解析へ適用している。その結果、空気など密度の小さな流体中では、限界流速はマッダングパラメータ ($m\delta / \rho D^2$) の 0.5 乗に比例し、高密度の流体中では 1 乗に比例することが示されている。

さらに、S. S. Chen²²⁾は Tanaka, Takahara のデータと、ポテンシャル流により算出される流体力係数を用い、応答解析を行っている。限界流速は次式のような形が示されている。

$$\frac{U}{fD} = k \left(\frac{m\delta}{\rho D^2} \right)^a$$

また、支配流体力の種類により振動を fluid-damping-controlled instability と fluid-elastic-stiffness-controlled instability とに分類し、前者の限界流速には上式の係数中 $a = 1$ 、後者に対しては $a = 0.5$ (係数 k は空間配置の関数) としている。

円柱間の相対距離が比較的遠い場合

円柱同志が直径の 10 倍程度以上離れ、円柱間の流れの特性が上流側円柱による速度欠損と、カルマン渦によって表される領域では、下流側円柱に大振幅振動が発生することが知られている。この種の振動は多導体送電線で問題となる例が多く、実験的、解析的研究が行われている。以下にはその一例を述べる。

A. Simpson⁵¹⁾は下流側円柱を x, y 2 自由度振動系とし、次式に示す準定常空気力の作用下で、応答解析を行っている。なお、次式に示すように流体力には減衰力比例成分が表れていない。したがって、振動は完全な静的連成型となっており、前述のような円柱間隔の比較的狭い領域にはそのまま適用できない。

$$\begin{aligned} F_x = & -\frac{1}{2} \rho U^2 D \left(C_{D0} + \frac{\partial C_D}{\partial x} x + \frac{\partial C_D}{\partial y} y \right) \\ & + \text{aerodynamic damping} + \text{higher order terms} \\ F_y = & -\frac{1}{2} \rho U^2 D \left(C_{L0} + \frac{\partial C_L}{\partial x} x + \frac{\partial C_L}{\partial y} y \right) \\ & + \text{aerodynamic damping} + \text{higher order terms} \end{aligned}$$

2 自由度振動解析の結果、フラッタ発生条件として定常空気力特性が以下の条件に合致する場合に振動が生じるとしている。

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_L}{\partial x} \cdot \frac{\partial C_D}{\partial y} < 0 \quad \text{and} \quad f_y/f_x > 1 \\ \left(\frac{\partial C_L}{\partial x} - \frac{\partial C_D}{\partial y} \right)^2 > \left(\frac{\partial C_D}{\partial x} - \frac{\partial C_L}{\partial y} \right)^2 \quad \text{and} \quad f_y/f_x = 1 \end{aligned}$$

なお、これとほぼ同じ時期に発表されたもう一つの論文⁵⁷⁾では、定常流体力と共に、円柱の運動による相対速度に起因する流体力を導入し、下流側円柱のフラッタ発生条件を求めている。

また、S. J. Price⁵⁴⁾は、上述の Simpson による流体力の評価式を用い、図 2-10 のようなフラッタ発生条件を満足する空間位置を示し、実験値との比較を試みている。その結果、下流側円柱の振動が生じるためには円柱の支持機構に大きく依存すること、および空力減衰を含む系の減衰力を考慮した解析 (full damped analysis) では振動数比 $f_{\text{rel}}/f = 1$ の系では振動が発生しないことを指摘している。

K. R. Cooper⁴¹⁾は、上述と同様に 2 円柱の空力振動について検討しており、空間配置 $x/D \geq 6$ 、 $2 \leq y/D \leq 5$ で振動が生じることを述べている。また、振動発生のための条件として：

- 1) 振動数比は 1 ではなく、しかもできるだけ 1 に近いこと。
 - 2) stiffness coupling すなわち k_{xy} (k_{yx}) が 0 でないこと。
 - 3) f_y/f_x の場合には cross coupling が負であり、逆の場合は正であること。
- 等を挙げると共に、図 2-11 に示すように揚力係数の最大値を連ねた線と wake

boundary (揚力係数 $C_L = 0$ を示す位置で定義されているようであるが明確ではない。) とで囲まれた領域で振動が生じるとしている。

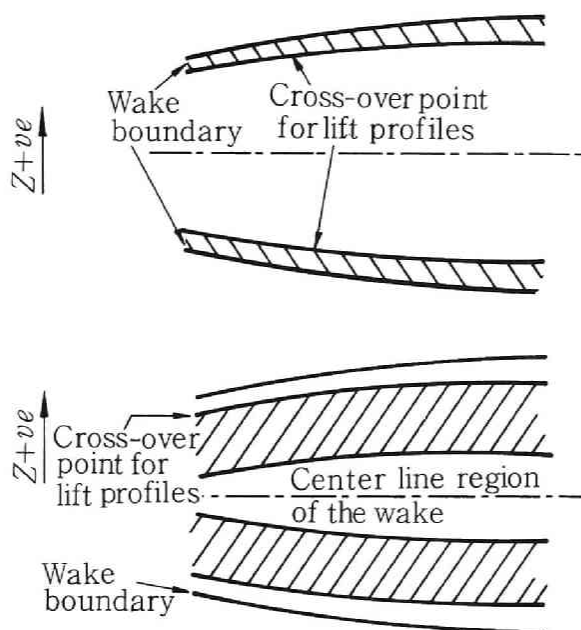


図 2 - 1 0 下流側円柱の振動発生領域 (図中斜線部) ⁵⁴⁾

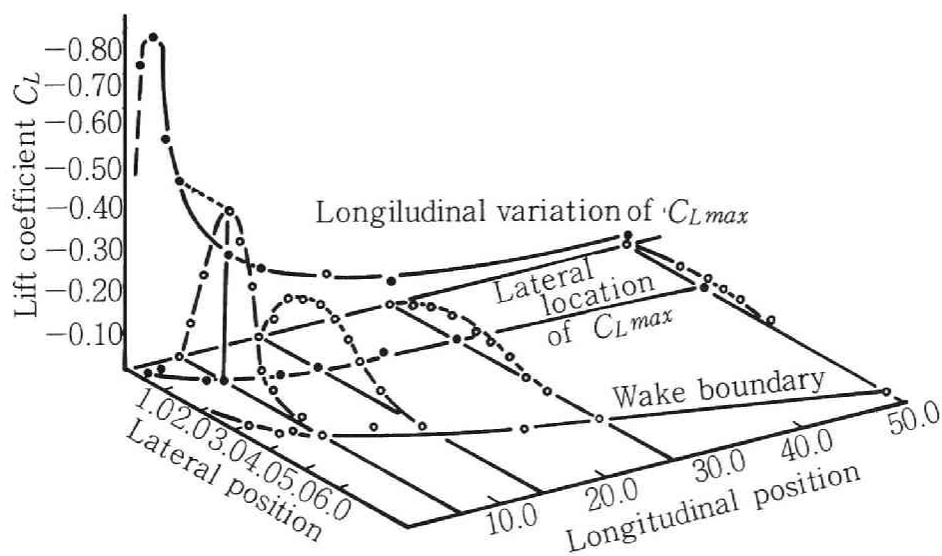


図 2 - 1 1 下流側円柱の振動発生領域 ⁴⁾

Lateral Location of C_{Lmax} と Wake Boundary とで囲まれた領域で振動が生じるとしている。

以上のように、2円柱とくに下流側円柱の流力振動現象は実験的・解析的に検討が加えられ、多列円柱群に対する振動限界流速や比較的離れた配置での下流側円柱の振動発生に必要な条件など、実験・解析の両面からその検証が行われているものもある。しかしながら、本研究（第3章）で扱うような比較的接近した配置下での振動挙動は、その発生機構を含め解明されなければならない問題点が多く残されていると言える。

参考文献

- 1) Biermann, D., and W.H. Herrnsstein, Jr., "The Interference between Struts in Various Combinations", Report No. 468, N. A. C. A., 1933, pp. 515 524
- 2) Den Hartog, J. P., "Mechanical Vibrations", McGraw-Hill, 1956
- 3) Anjo, K., S. Yamasaki, Y. Matsubayashi, Y. Nakayama, A. Otsuki and T. Fujimura, "An Experimental Study of Bundle Conductor Galloping on the Kasatori-Yama Test Line for Bulk Power Transmission", Proceeding of the International Conference on Large High Voltage Electric Systems (CIGRE), 1974, paper No. 22-04
- 4) Cooper, K. R. and R. L. Wardlaw, "Aerodynamic Instabilities in Wakes", Proceeding of the International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, 1971, pp. 647 655
- 5) Simpson, A., "Wake Induced Flutter of Circular Cylinders : Mechanical Aspects", The Aeronautical Quarterly, Vol. XXII, 1971, pp. 101 118
- 6) 中村泰治、坂本雄吉、"ケーブルの風による振動"、日本風工学会誌、第20号、昭和59年 6月、pp. 129 140
- 7) Matsumoto, M. and P. H. W. Preeninger, "Consideration of Higher Vortex-Excited Modes in Reliability Analyses of Bridge Structures", Proceedings of the 7th International Conference on Wind Engineering, vol. 4, 1987, pp. 171 180
- 8) Kwok, K. C. S., "Effect of Building Shape on Wind-Induced Response of Tall Building", Proceedings of the 7th International Conference on Wind Engineering, vol. 2, 1987, pp. 273 282
- 9) Simiu, E. and M. R. Cordes, "Tornado-Borne Missile Speed Probabilities", Proceeding of ASCE, ST, vol. 109, No. 1, 1983, pp. 154 168
- 10) 土木学会・本州四国連絡橋公団耐風研究小委員会、"本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書"、昭和60年 3月
- 11) 松崎 実、牛尾正之、南条正洋、"独立状態の吊橋主塔の渦励振に関する実験的研究"、土木学会論文報告集、第339号、1983年11月、pp. 13 22
- 12) 土木学会・本州四国連絡橋公団耐風研究小委員会、"本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書"、昭和56年 3月
- 13) 建設省土木研究所、"充腹断面桁を有する斜張橋の3次元風洞試験(その2)" 土木研究所資料 No. 1654 Aero 52/S. T. Division
- 14) 田中淳之、多田和夫、長谷川芳己、"撫養橋の風洞実験"、本四技報、vol. 9, No. 33, April, 1985, pp. 2 10

- 15) Taniike, Y. and H. Inaoka, "Aeroelastic Behavior of Tall Buildings in Wakes", Proceedings of the 7th International Conference on Wind Engineering, vol. 2, 1987, pp. 209 219
- 16) 小松定夫、田井戸米好、坂田 弘、"高架桁橋の風荷重に関する実験的研究", 土木学会論文報告集、第303号、1980年11月、pp. 1 14
- 17) Ruscheweyh, H., "Wind Loadings on Hyperbolic Natural Draught Cooling Towers", Journal of Industrial Aerodynamics, vol. 1, 1975/1976, pp. 335 340
- 18) Armitt, J., "Wind Loading on Cooling Towers", Proceedings of the ASCE vol. 106, ST3, 1980, pp. 623 641
- 19) Simiu, E. and R. H. Scanlan, "Wind Effects on Structures, An Introduction to Wind Engineering, Second Edition", John Wiley & Sons, 1985
- 20) Niemann, H. J., "Impact of Research on Development of large Cooling Towers", Engineering Structures, Vol. 8, 1986, pp. 74 86
- 21) Blevins, R. D., "Fluid Elastic Whirling of a Tube Row", Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME, Series J, Vol. 96, 1974, pp. 263 267
- 22) Chen, S. S., "Instability Mechanisms and Stability Criteria of a Group of Circular Cylinders Subjected to Cross-Flow. Part 1: Theory", Journal of Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design, Transactions of the ASME, vol. 105, 1983, pp. 51 58
- 23) Chen, S. S., "Instability Mechanisms and Stability Criteria of a Group of Circular Cylinders Subjected to Cross Flow. Part 2: Numerical Results and Discussions", Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, Transactions of the ASME, vol. 105, 1983, pp. 253 260
- 24) Chen, S. S., "Dynamics of Heat Exchanger Tube Banks", Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, 1977, pp. 462 - 469
- 25) Paidoussis, M. P., D. Mavriplis and S. J. Price, "A Potential-Flow Theory for the Dynamics of Cylinder Arrays in Cross Flow", Journal of Fluid Mechanics, vol. 146, 1984, pp. 227 252
- 26) Tanaka, H and S. Takahara, "Fluid Elastic Vibration of Tube Array in Cross Flow", Journal of Sound and Vibration, vol. 77(1), 1981, pp. 19 37
- 27) Zdravkovich, M. M., "REVIEW Review of Flow Interference between Two Circular Cylinders in Various Arrangements", Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, 1977, pp. 618 633

- 28) Zdravkovich, M. M. and D. L. Pridden, "Interference between Two Circular Cylinders: Series of Unexpected Discontinuities", Journal of Industrial Aerodynamics, vol. 2, 1977, pp. 255 270
- 29) Kostic, Z. G. and S. N. Oka, "Fluid Flow and Heat Transfer with Two Circular Cylinders in Cross Flow", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15, 1972, pp. 279 299
- 30) Gerrard, J. H., "The Mechanics of the Formation Region of Vortices behind Bluff Bodies", Journal of Fluid Mechanics, vol. 25, part 2, 1966, pp. 401 413 1966
- 31) 岡島 厚, "高レイノルズ数における直列2本円柱まわりの流れ", 日本機械学会論文集(第2部), 44巻, 384号, 昭和53年, pp. 2663 2671
- 32) 岡島 厚, 杉谷賢一郎, "後流中に置かれた円柱まわりの流れ(静止時の抵抗とストローハル数)", 日本機械学会第927回講演会前刷(流体工学・流体機械), 論文No. 84-0033A, 昭和59年, pp. 1 8
- 33) Tanida, Y., A. Okajima and Y. Watanabe, "Stability of a Circular Cylinder Oscillating in Uniform Flow or in a Wake", Journal of Fluid Mechanics, vol. 61, part 4, 1973, pp. 769 784
- 34) Bearman, P. W. and A. J. Wadcock, "The Interaction between a Pair of Circular Cylinders Normal to a Stream", Journal of Fluid Mechanics vol. 61, part 3, 1973, pp. 499 511
- 35) 小林敏雄, "近接する円柱群・正方形柱群に作用する流体力の研究", 日本機械学会論文集(第2部), 42巻, 357号, 昭和51年, pp. 1452 - 1461
- 36) Zdravkovich, M. M., "Flow Induced Oscillations of Two Interfering Circular Cylinders", Journal of Sound and Vibration, vol. 101(4), 1985, pp. 511 521
- 37) 五十嵐 保, "直列2円柱まわりの流れ特性", 日本機械学会論文集(B編), 50巻, 451号, 昭和59年, pp. 594 601
- 38) 岡島 厚, 杉谷賢一郎, 溝田武人, "一様流中に置かれた並列2構造物に働く流体力", 第8回風工学シンポジウム論文集, 1984, pp. 285 290
- 39) 岡島 厚, 杉谷賢一郎, "超臨界域における並列2本円柱周りの流れ", 第34回土木学会年次学術講演会講演概要集, 1-259, 昭和54年
- 40) Price, S. J., "The Origin and Nature of the Lift Force on the Leeward of Two Bluff Bodies", The Aeronautical Quarterly, 1976, pp. 154 168
- 41) 前川 力, "A S C R 複導体に働く風圧の研究", 電気学会雑誌, vol. 84-2, No. 905, 1964, pp. 251 256
- 42) Mair, W. A. and D. J. Maull, "Aerodynamic Behaviour of Bodies in the Wakes of Other Bodies", Philosophical Transactions of Royal Society of London, Series A, vol. 269, 1971, pp. 425 -437

- 43) Ruscheweyh, H. P., "Aeroelastic Interference Effects between Slender Structures", Proceedings of the 6th International Conference on Wind Engineering, 1983.
- 44) Kiya, M., M. Arie, H. Tamura and H. Mori, "Vortex Shedding from Two Circular Cylinders in Staggered Arrangement", Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, vol. 102, 1980, pp. 166 173
- 45) Bokaian, A. and F. Geoola, "Proximity-Induced Galloping of Two Interfering Circular Cylinders", Journal of Fluid Mechanics, vol. 146, 1984, pp. 417 449
- 46) 宇都宮英彦、鎌倉米康、"近接する並列円柱系の空気力学的挙動"、土木学会論文報告集、第336号、1983年、pp. 1 8
- 47) Knisely, C. W. and H. Nakagawa, "Delay Time Model for Tandem Cylinder Vibration", 第32回水理講演会論文集、1988年、pp. 559 564
- 48) Zdravkovich, M. M., "Review of Interference-Induced Oscillations in Flow Past Two Parallel Circular Cylinders in Various Arrangements" Proceedings of the 7th International Conference on Wind Engineering, vol. 2, 1987, pp. 51 66
- 49) Bokaian, A. and F. Geoola, "Wake-Induced Galloping of Two Interfering Circular Cylinders", Journal of Fluid Mechanics, vol. 146, 1984, pp. 383 415
- 50) Kryloff, N. and N. Bogoliuboff, "Introduction to Non-Linear Mechanics", Analysis of Mathematical Studies, No. 11, 1947
- 51) Blevins, R. D., "Fluid Elastic Whirling of Tube Rows and Tube Arrays" Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, 1977, pp. 457 461
- 52) Price, S. J. and M. P. Paidoussis, "Fluidelastic Instability of an Infinite Double Row of Circular Cylinders Subject to a Uniform Cross-Flow", Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, vol. 105, 1983, pp. 59 66
- 53) Simpson, A., "On the Flutter of a Smooth Circular Cylinder in a Wake", the Aeronautical Quarterly, 1971, pp. 25 41 1971
- 54) Price, S. J., "Wake Induced Flutter of Power Transmission Conductors" vol. 38(1), 1975, pp. 125 147

第3章 複数円柱構造物の空力特性

3. 1 概 説

構造物を構成する部材や、構造物自身が近接構造系をなす場合は、我々周囲のいたるところに見出すことができる。前章に示した従来の多くの研究成果はいずれもそれら様々な近接構造系にそれまで知られていなかった新たな流体力学的（もしくは流弾性的）問題が生じたことがその研究の動機となっている。そして複数構造物の空力特性の問題はその対象を変えながら工学のいろいろな分野で検討されている。

試みに、複数物体の流力問題が取り扱われている工学の諸分野を再び列挙すれば以下のようである。

- ・複葉翼の支持ストラットの設計風圧
- ・主翼背後の気流攪乱による尾翼のパフエッティング
- ・熱交換器内の管群振動
- ・パイプアーチの設計風荷重
- ・クーリングタワーの設計風荷重
- ・高層煙突群、高層ビル群の空力振動
- ・斜張橋複数ケーブルの空力振動
- ・吊橋、斜張橋主塔の空力振動
- ・海洋構造物の支柱の波圧
- ・並列橋の空力特性、設計風荷重
- ・多導体送電線の空力振動
- ・反応塔内の管群振動

このうち、斜張橋平行ケーブルの振動については、ここ数年、わが国の1長大橋（斜張橋）で問題となり、実験並びに実機観測が実施された例がある。^{1)、2)、3)}

この橋梁のケーブルは、桁の端部に2面ずつ計4面吊りの構造であり、各2面の間隔はケーブル径の約3～5倍となっている。このような構造系に対し、橋軸直角方向の風による下流側のケーブルの振動が当初懸念されたため、風洞実験が実施された。その結果、風向 $\beta = 20^\circ$ 前後を除く $\beta = 0^\circ \sim 50^\circ$ の範囲で実風速約10 m/s前後（ $Re = 1 \times 10^5$ ）より振動が生じること、臨界レイノルズ数を超える風速域では振動が安定化する可能性があること、等が明らかにされた。（図3-1参照）

さらに、これらの実験結果及び現地の風環境を考慮し、ケーブル振動実観測が実施された。観測結果からは、橋軸直角方向からの風（風向 β は $\pm 10^\circ$ 以内、風速約10 m/s前後）により下流側ケーブルが鉛直方向に振動し、振幅の最大値は400 mmを越えることが報告されている。以後、制振対策に関する検討が行われ、現在ケーブル相互を制振ワイヤーを用いて連結する方式が採用されている。

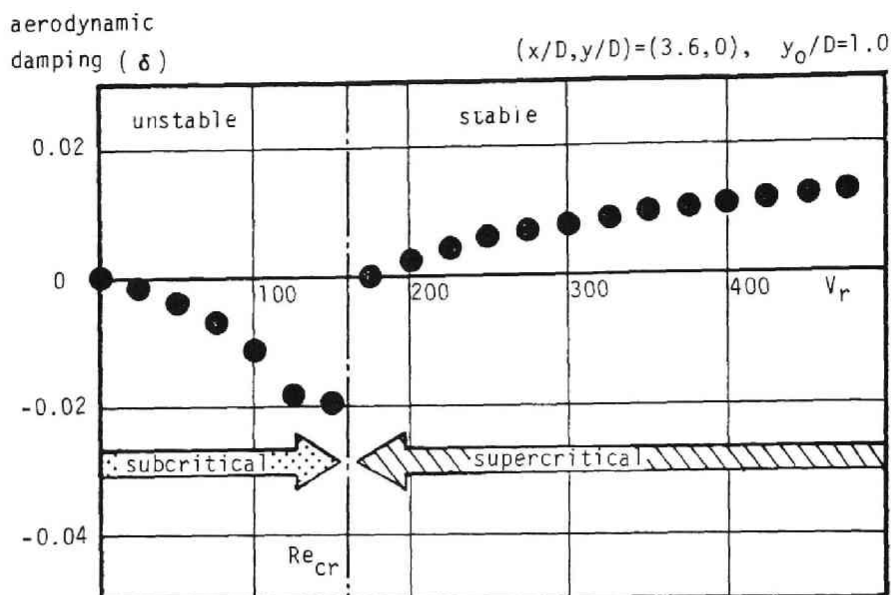


図 3-1 亜臨界レイノルズ数領域における wake galloping
の安定化(昭和59年度 土木学会・本州四国連絡橋
公団耐風研究小委員会調査研究報告書²⁾)

上述の斜張橋平行ケーブルの振動の他、複数構造物の空力弾性挙動が問題となった事例は、例えば文献4)に多数報告されている。

本研究で対象とする2物体の空力特性は複数構造物の基本的な特性を示すものとしてこれまで多くの研究が行われている。2物体の空力特性は、前章で述べたように物体間の相対距離が比較的近く、物体間の流れの干渉効果が構造物の空力特性に大きな影響を及ぼすものと、相対距離が比較的大きく、上流側物体の空力特性が単独物体の特性に近く、かつ下流側物体の空力特性が後流域内の速度や圧力の空間分布に支配されるものとに分けることができる。後者すなわち相対距離が比較的大きい場合には、多導体送電線を対象とした研究にみられるように、下流側物体に作用する非定常空気力を準定常の仮定が適用された速度比例成分と、定常空気力の空間分布に起因した変位比例成分とに分け、2自由度系の連成振動として応答特性の評価が行われている。

これに対し、前者すなわち物体間の相対距離が比較的小さい場合には、空気力の非定常性が強いために解析的な応答評価を試みた例は少なく、実験による応答特性とその発生機構に関するものが主である。

本研究ではこのような背景から、2物体の空間配置が比較的小さい場合に焦点を当て、かつ複数構造物の中で最も基本的な、直径の等しい2本の円柱の空力弾性問題に着目し、その振動応答特性や振動発生メカニズムについて一連の実験、並びに解析などを通じて検討を加えるものである。2本円柱の流力特性は先に示したように工学の各分野で扱われている問題に共通の基本的な情報を与えるものであり、設計風荷重評価や、構造物、工作物等の安全性や使用性の向上に役立つものと考えられる。

なお、本研究で一連の計測を行ったRe数領域はすべて亜臨界域である。乱れを含む強風下において大規模かつ表面にある程度の粗さを持つような円柱状の実構造物の空力特性を論じようとする場合には、超臨界域あるいは極超臨界域における流体力学的諸特性が当然調査されねばならない。しかしながら、超臨界域に属すると予想されるケーブルのwake-induced oscillationが自然風中において実構造物で実際に観測され、これらの空力挙動の特性が亜臨界域における風洞実験結果と対応すること、および超臨界域では振動が逆に安定化することが過去に報告されていること²⁾などを考慮すれば複数円柱のwake-induced oscillationの亜臨界域での空力挙動の調査によって実構造物の耐風安定性を十分議論することが十分に可能であろう。

3. 2 下流側円柱の振動応答特性

振動応答計測を行った下流側円柱の振動諸元を表3-1に示す。また応答測定を実施した2円柱の配置は、上流側円柱の位置を基準として図3-2のように示されている。近接して配置された2本の円柱のうち、上流側円柱にも円柱後流に発生するカルマン渦による渦励振のほかに近接配置に固有の振動が生じる場合がある。一方、文献3)では、下流側ケーブルが wake galloping (注1)を生じる同じ風速域で、上流側ケーブルも振動することが報告されている。しかし、下流側ケーブルを拘束すれば、この上流側ケーブルの振動が止むことから、この振動は下流側円柱により誘起されたものとしている。本研究では物体後流中もしくはその近傍に配置されることによる空力振動に焦点を当て、とくに下流側円柱の空力応答特性に着目し後述のような種々の検討を行う。下流側円柱の空力応答特性はカルマン渦による共振風速域 ($V_r = 1 / St = 5$) を除けば上流側円柱を固定しても、下流側円柱の応答特性を大きく変えることはないものと判断し、本研究で実施された全てのケースで上流側円柱は風洞内に固定とした。下流側円柱は、風洞内に鉛直にバネ支持され、流れ方向 (x) と流れ直角方向 (y) の並進2自由度、もしくは流れ直角方向のみの1自由度の振動自由度が与えられている。なお、使用風洞及び円柱模型、測定機器等は Appendix 1 に示されている。

図3-2について、下流側円柱に有意な振動応答が生じる空間配置の範囲は、 $x/D < 4.5$ 、 $y/D < 2.0$ 程度と判断されるが、この振動発生範囲は振動系の Scruton

表 3-1 下流側円柱の振動物理量諸元

notation	symbol	Model 1	Model 2(2dof)	Model 2(1dof)
diameter	D	0.058 m	0.035 m	0.035 m
model length		0.93 m	0.93 m	0.93 m
mass per unit span length	m	0.138 kgs ² /m ²	0.116 kgs ² /m ²	0.119 kgs ² /m ²
logarithmic damping decrement	δ	0.0101	0.0193 (x) 0.0242 (y)	0.0141 (x) 0.0154 (y)

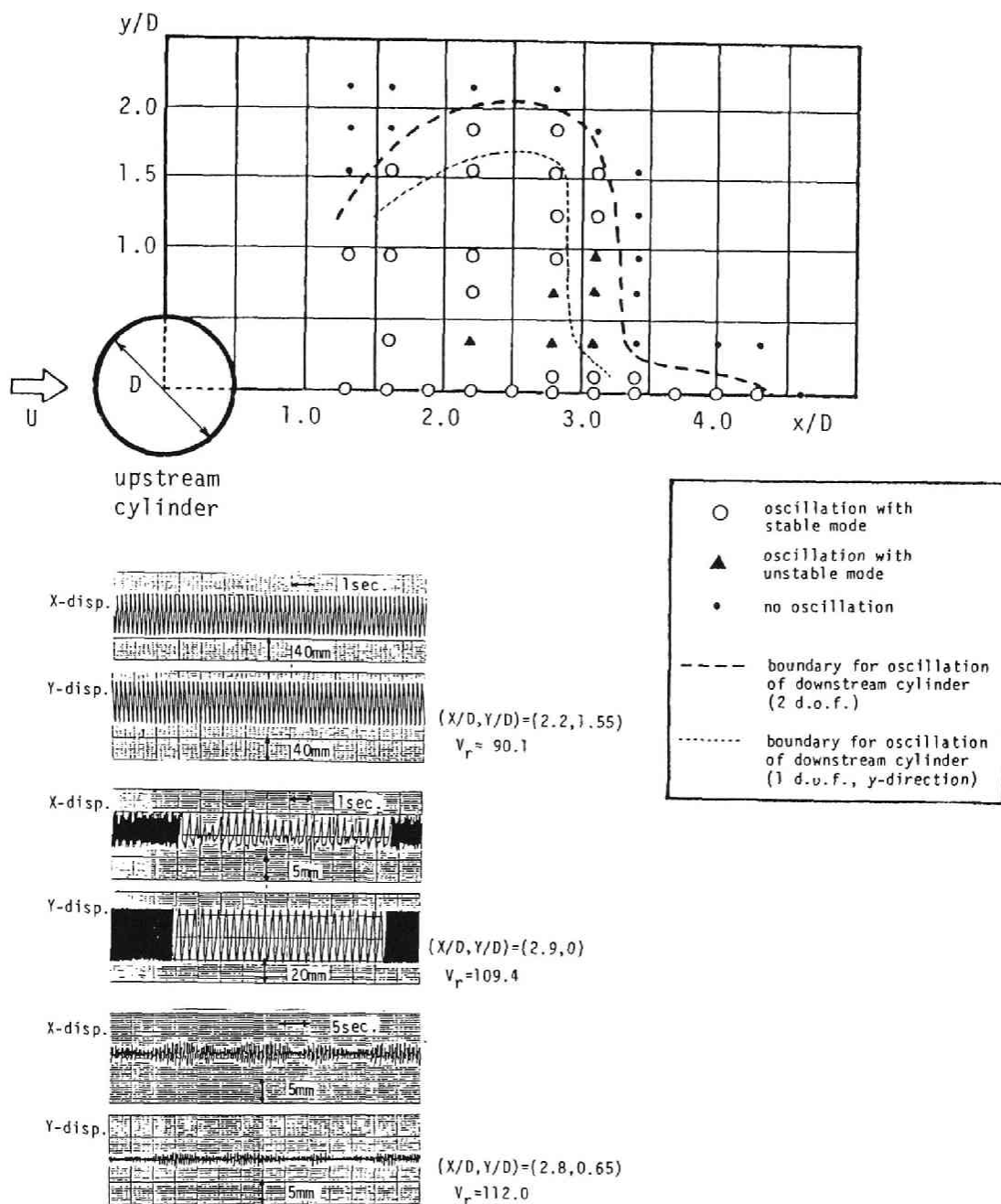


図 3-2 計測が実施された下流側円柱の空間配置と振動発生領域
および応答波形の一例 ($Re = 1 \sim 3 \times 10^4$)

数 (Sc) に依存するものと考えられる。本研究で実施された Sc 数は $O(10^1)$ の範囲であるが、実構造物の場合、構造物の種類により様々であろうが、ケーブル構造であればおよそ 10^2 程度の値となる。(櫃石・岩黒島橋のケーブルを対象に平均的な値(単位長さ当りの重量 60 kg/m 、ケーブル径 17 m 、対数構造減衰 0.01)として算出) また、図 3-2 には下流側円柱に対し、気流直角方向 (y 方向) の 1 自由度のみを与えたときの振動応答発生領域をも併せて示す。これより、 x, y 2 自由度振動系で楕円状の振動軌道を生じた空間配置 (in staggered arrangements) でも、 y 1 自由度振動が発生する点特徴的であり、staggered な配置での振動応答には少なくとも揚力の非連成成分 (y 方向の運動に起因する非定常揚力成分) が寄与しているものと考えられる。

図 3-3 には x, y 2 自由度振動系に生じる典型的な振動モード形をそれぞれ示す。これらの図より、下流側円柱の振動モード形は大きく 3 種類のパターンに分類できる。すなわち、長軸が流れ方向に対してやや傾いた楕円状の振動モード、流れ直角方向の振動が卓越したモード、及びこの両者の中間位置に配置されたときに生じる時間的に不安定で振幅も相対的に小さい振動モードの 3 種類である。3 番目の不安定な振動発生領域は文献 9) に報告された振動が生じない安定領域とほぼ一致している。

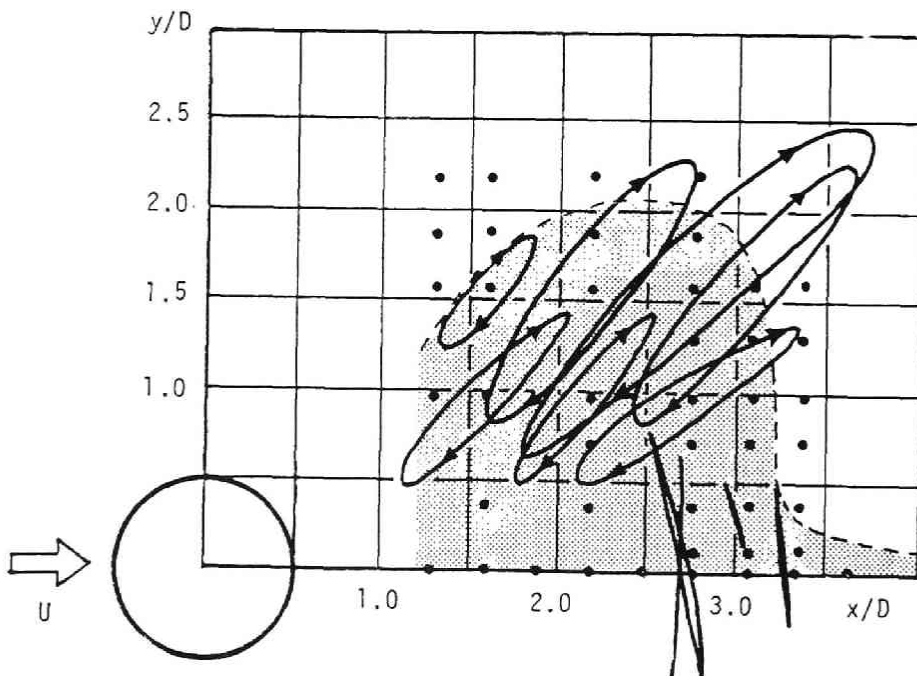


図 3-3 下流側円柱の振動モード

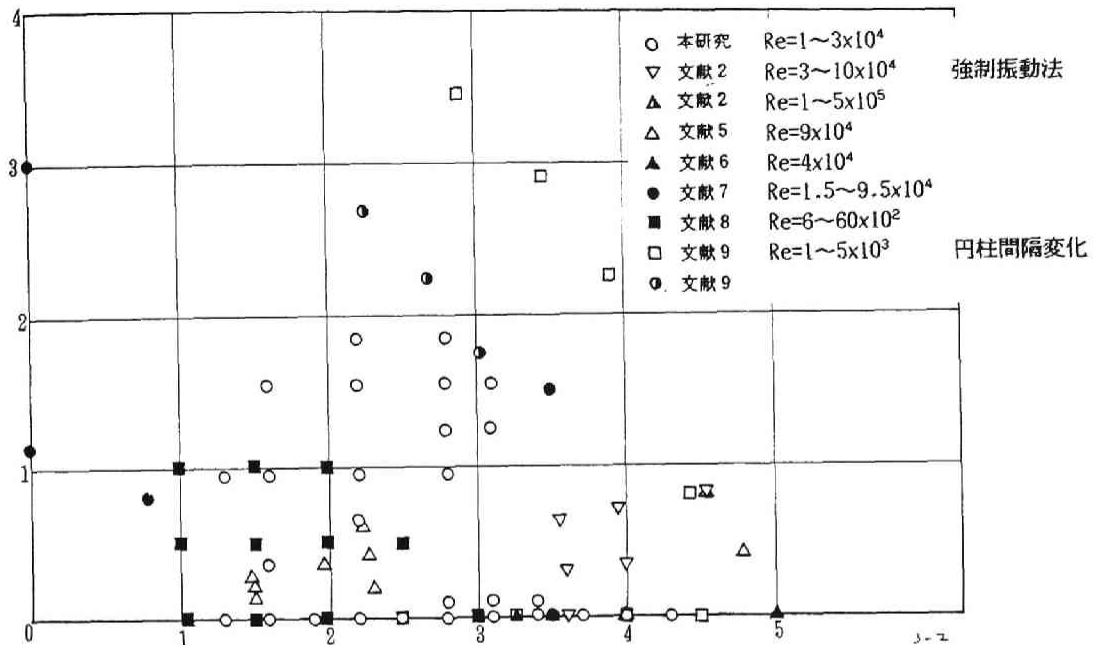


図 3 - 4 下流側円柱の振動発生領域

図 3 - 4 は近接 2 本円柱に関する他の研究から、振動発生領域をまとめて示したものである。実験条件、 Re 数等に差はあるものの、おおむね図のような範囲で振動発現の可能性を持つものと判断される。

先の振動モード系を示した図より明らかなように、2 円柱が tandem な配置にあるときには仮に x, y 2 自由度振動系であっても、流れ直角方向の振動振幅が卓越する特性を示す。

図 3 - 5 には tandem 配置で振動が生じた場合の応答図の一例（中立位置： $(x/D, y/D) = (3, 0)$ ）を示す。このときの下流側円柱は流れ直角方向の 1 自由度振動系であり、直径 58 mm、ジュラルミン製の供試体模型（model 1）を用いている。図より、不安定なリミットサイクルを持つ定常振幅振動がカルマン渦励振よりもかなり高風速（ $V_r \geq 22$ ）で発生している。

また、図 3 - 6 は同じ振動系を用い、円柱の相対位置を $(x/D, y/D) = (3, 0.2)$ とした場合の応答を示す。これらの応答図から、両円柱が完全に直列配置（in tandem arrangement）のときには、hard flutter 形の応答を示すのに対し、わずかに千鳥配置（in staggered arrangement）となった場合には、応答は soft flutter 形を示すことがわかる。このような応答発現の違いには、下流側円柱に作用する定常揚力特性が深く関与するものと考えられる。

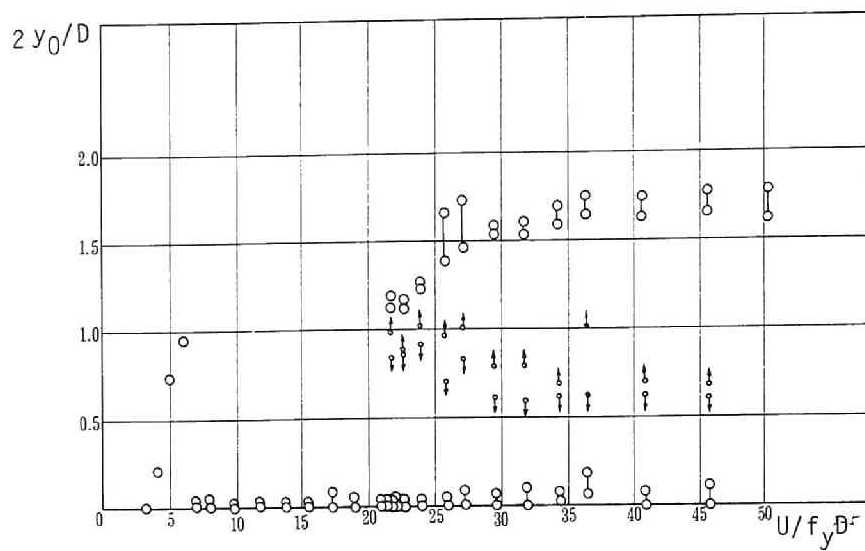


図 3 - 5 下流側円柱の振動応答特性 $(x/D, y/D) = (3, 0)$

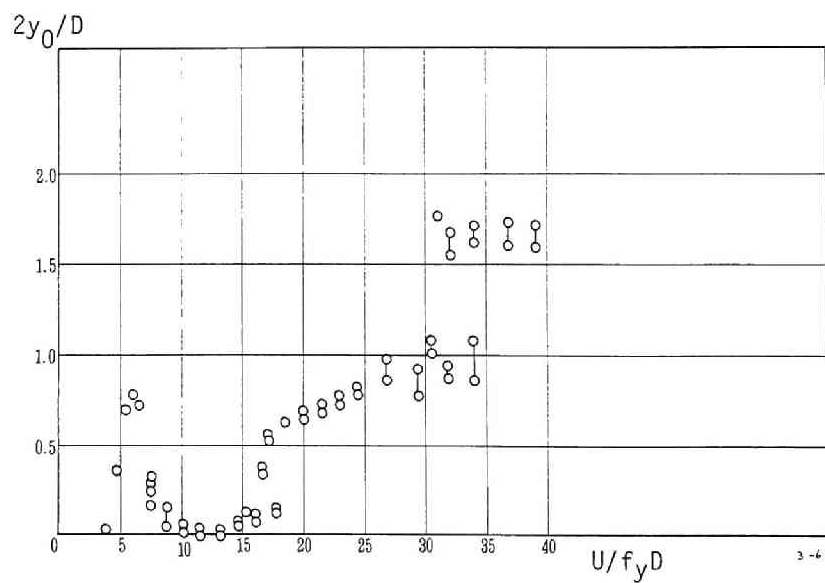


図 3 - 6 下流側円柱の振動応答特性 $(x/D, y/D) = (3, 0.2)$

以上のような下流側円柱の振動発生領域、振動モード形状を定常空気力（揚力）の空間分布¹⁰⁾（図3-7参照）と比較すれば、振動に対して安定化する領域は定常揚力の2つのピーク間の鞍部領域にほぼ対応している。これは、定常揚力の y 方向の微係数 $\partial C_L / \partial y$ がこの領域で小さな値を示すため、 y 方向の物体変位に対する揚力変化が小さく、振動を発生させるに十分な変動揚力が振動系に対して作用しないことを反映したものと考えられる。

図3-8には、2円柱の相対位置を $(x/D, y/D) = (2.2, 1.55)$ とした場合の応答と波形の一例を示す。振動は初期変位をほぼ0とした場合でも図のように定常振幅へと発達する。また、振動モード形は図3-3に示したように長軸が流れに対して傾斜した楕円状を示し、中立位置の座標が $x > 0, y > 0$ である場合には時計まわりに運動する。

以下には、流れに対して直列な配置（in tandem arrangement）、千鳥配置（in staggered arrangement）それぞれの場合の振動応答の発生機構について非定常圧力分布、および非定常空気力の観点から考察する。

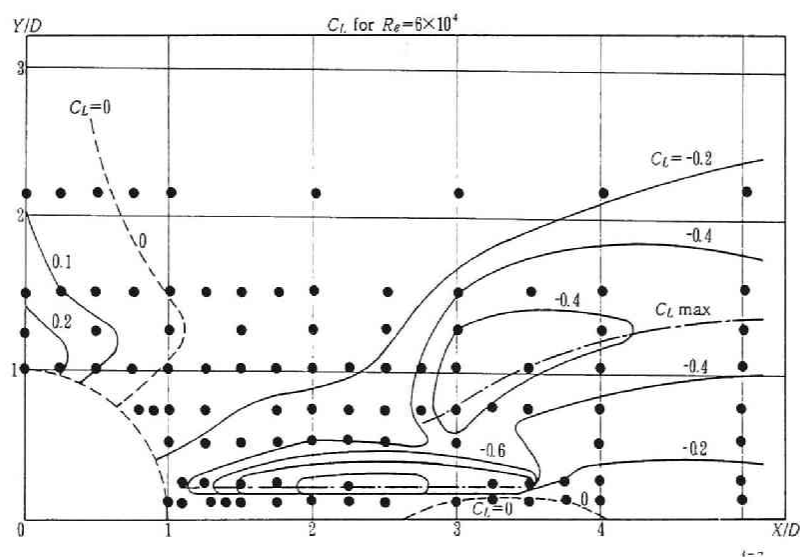


図3-7 下流側円柱の定常揚力分布（M. M. Zdravkovich¹⁰⁾）

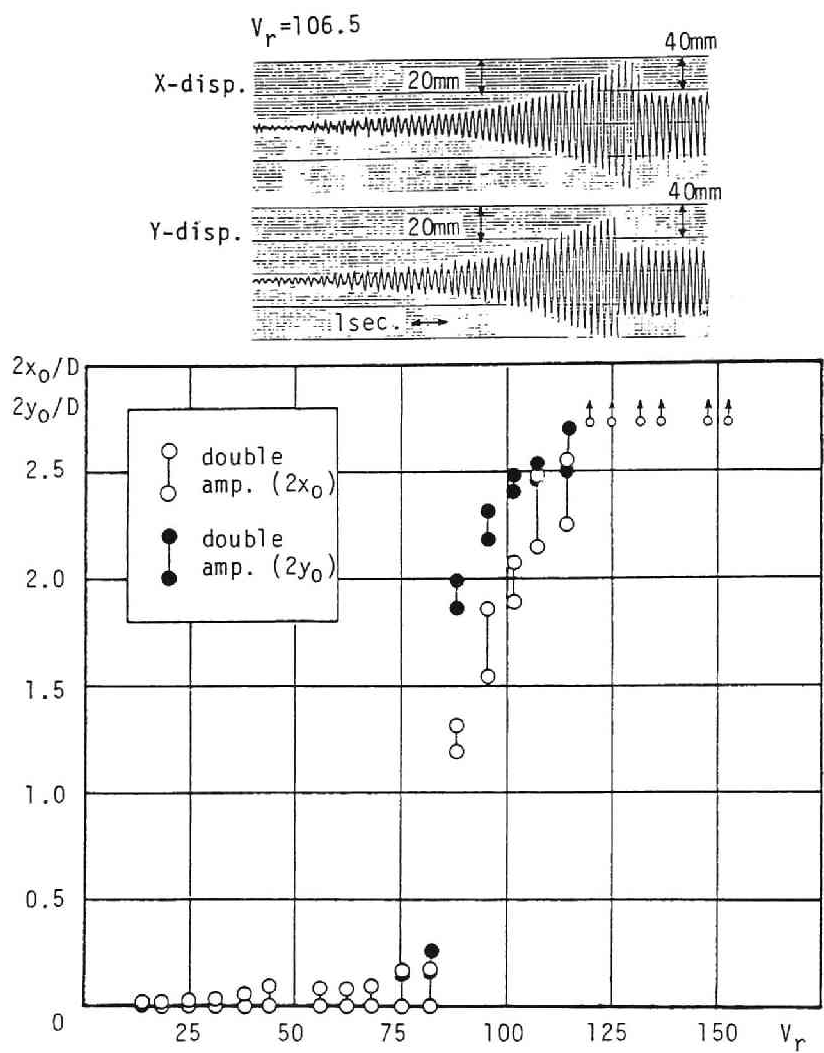


図 3 - 8 下流側円柱の振動応答特性 ($x/D, y/D$) = (2.2, 1.55)

直列配置 (in tandem arrangement) の振動発生機構¹¹⁾

下流側円柱の wake galloping を誘発する揚力特性は2円柱間の流れと上流側円柱後流の流速空間分布に依存する。ここでは、まず後者すなわち流速の空間分布が振動応答に及ぼす影響について調査する。また、物体後流には、一般に交番渦が発生し、ある周波数にパワーの大部分が集中したスペクトル分布を示す強い乱れの存在する流れとなっている。ここでは wake galloping の発生機構に対するカルマン渦の影響も併せて検討を試みる。

図3-9に示すように風洞内に円柱後流に似た流速空間分布を持ち、かつ上流側円柱からのカルマン渦のような交番渦が生じない流れを再現させるために、4枚の導流板を鉛直に設置した。図3-10には、この導流板出口における流速分布および乱れの強さの分布を示す。流速分布は、中心線上で最も低速であり、両側へ広がるにつれて、流速が回復する形となっており、円柱後流の流速空間分布の概略が再現されている。また、乱れの強さについては、導流板の下流では板に沿って発達した乱流境界層がそのまま流下し、局所的に10%を超える値が検出されているものの、全体的には円柱後流域に比べて、乱れの強さは低くなっている。このような流れの特性を持つ導流板出口付近に気流直角方向の1自由度にバネ支持された円柱を設置し、その振動応答特性を計測した。結果は図3-11に示されるように、hard flutter 型の応答が発生し、直列配置の場合の下流側円柱の振動応答特性に極めて類似している。

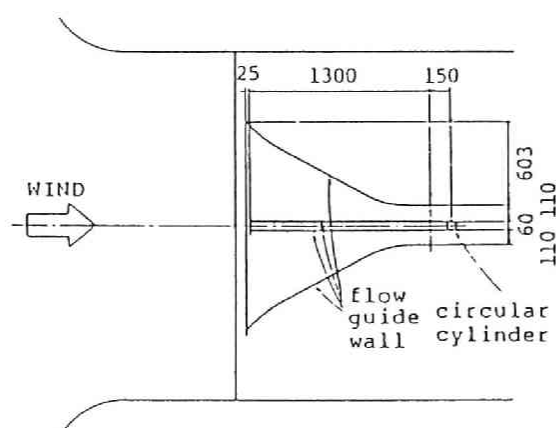


図 3-9 流速空間分布発生用導流板

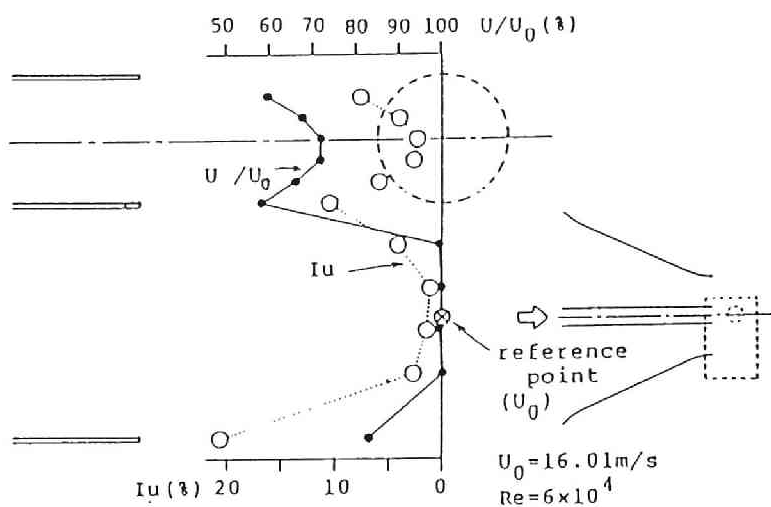


図 3-10 導流板出口付近の平均流速と主流方向乱れの強さの空間分布

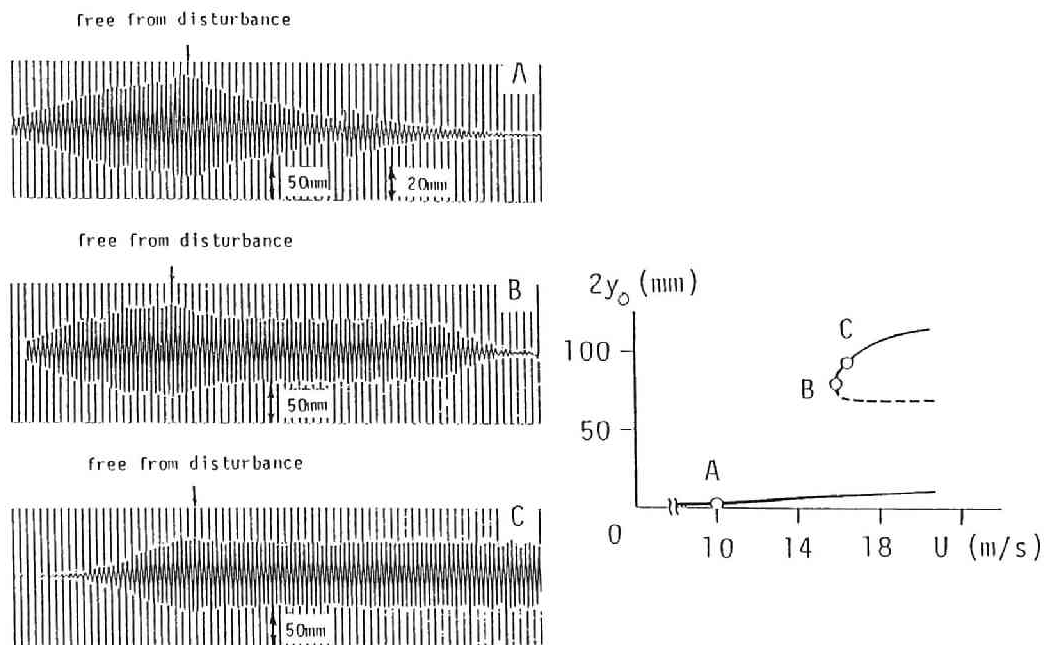


図 3-11 導流板出口に設置された単独円柱の振動応答特性

従って、下流側円柱の wake galloping には、上流側円柱の後流の流速空間分布が大きな影響を持つものと判断される。一方、導流板出口の乱流特性は、円柱後流域のそれとは全く異なるにも拘らず、円柱の振動応答特性に大きな類似性が認められたことから、上流側円柱後流のカルマン渦は wake galloping の発生機構に対して直接の原因とはなっていないものと考えられる。

図 3-12 は wake galloping 振動中の下流側円柱表面の非定常圧力を、振動変位と共にリサージュ図の形に表したものである。(注 2 参照) 下流側円柱が振動中の各瞬間位置に固定された場合の定常圧力値が図中破線で示されている。この一連の図より、下流側円柱の振動中に円柱表面に発生する非定常圧力の特性とその発生要因を知ることができる。

流れの粘性のため、下流側円柱の動きによって円柱周囲の流れは円柱に引きずられるように変化するため、同一変位であっても変位速度の符号により非定常圧力は異なる値を示し、リサージュ図はループを描き、変位に対してある位相遅れを示している。また、たとえば圧力孔 No. 4 (圧力孔番号は下流側円柱の停留点 ($\theta = 0^\circ$) を No. 1 とし、以下反時計回りに等間隔に No. 16 まで設けられている) における非定常圧力変化は、流れ直角方向の変位 y/D が最大値 (約 0.8) に達する付近で圧力の急激な低下がみられる。 y/D は、図 2-1 に示すように上方を正と定めていることから、 $y/D > 0$ の状態では圧力孔 No. 4 は上流側円柱の後流中心側を向いた点となる。従って、このような千鳥配置となったときの後流中心側の低圧は、Zdravkovich¹⁰⁾ によって指摘されている gap flow の急激な発生によるものと考えられる。なお、両円柱が固定された定常状態においても、gap flow は発生するが、図中破線で示された定常圧力レベルと比較すると、非定常圧力の方がかなり低圧を示している。このような圧力値の差は、単に gap flow の発生のみならず、下流側円柱の振動によって流れの switching による圧力変化がより急激に起こったためと考えられる。

また、圧力孔 No. 12 や 13 では、 y/D が最大値に達する直前と直後 ($y/D = 0.6$ 付近) で顕著な低圧を示す。写真 3-1 には下流側円柱回りの流れの様子を可視化した写真 (注 3 参照) を示すが、 $y/D = 0.6$ はちょうど流れの switching が生じる変位であることがわかる。圧力孔 No. 12 や 13 が低圧を示す瞬間は、剥離せん断層が最も圧力孔 No. 12, 13 付近の円柱表面に接近する瞬間に一致し、さらに円柱の振動によって剥離せん断層が非定常に加速され (accelerated flow) するために、顕著な圧力低下が生じるものと考えられる。¹²⁾ なお、剥離せん断層が物体表面に近づくことによる圧力低下は、例えば図 3-13 に示すような微小迎角をもつ矩形断面柱の前縁部の圧力低下などにも同じ特性を見いだすことができる。また、定常圧力値にも同様の圧力低下がわずかながら認められるが、非定常圧力ほどの顕著な変化は生じていない。

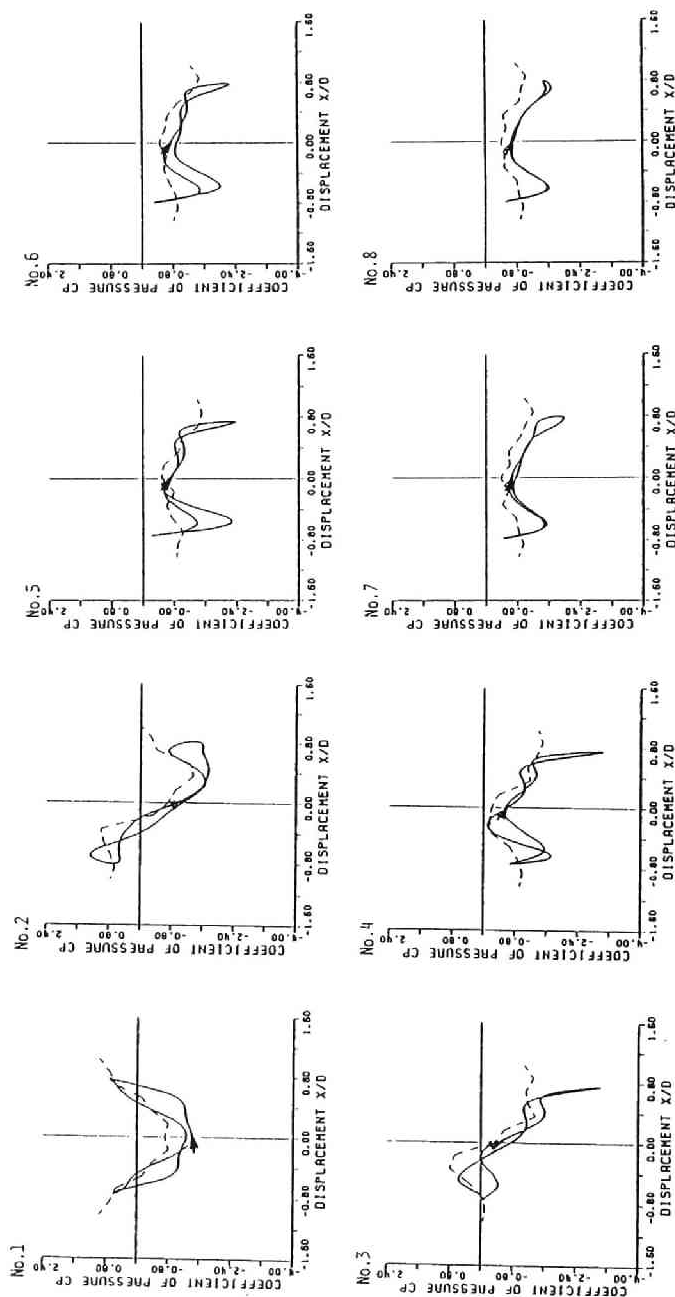
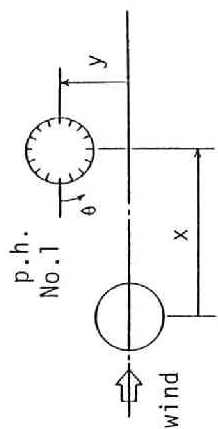


図 3-12(a) 振動中の下流側円柱の非定常圧力サーージュ
 $(x/D, y/D) = (3, 0)$, $Re = 3.09 \times 10^4$

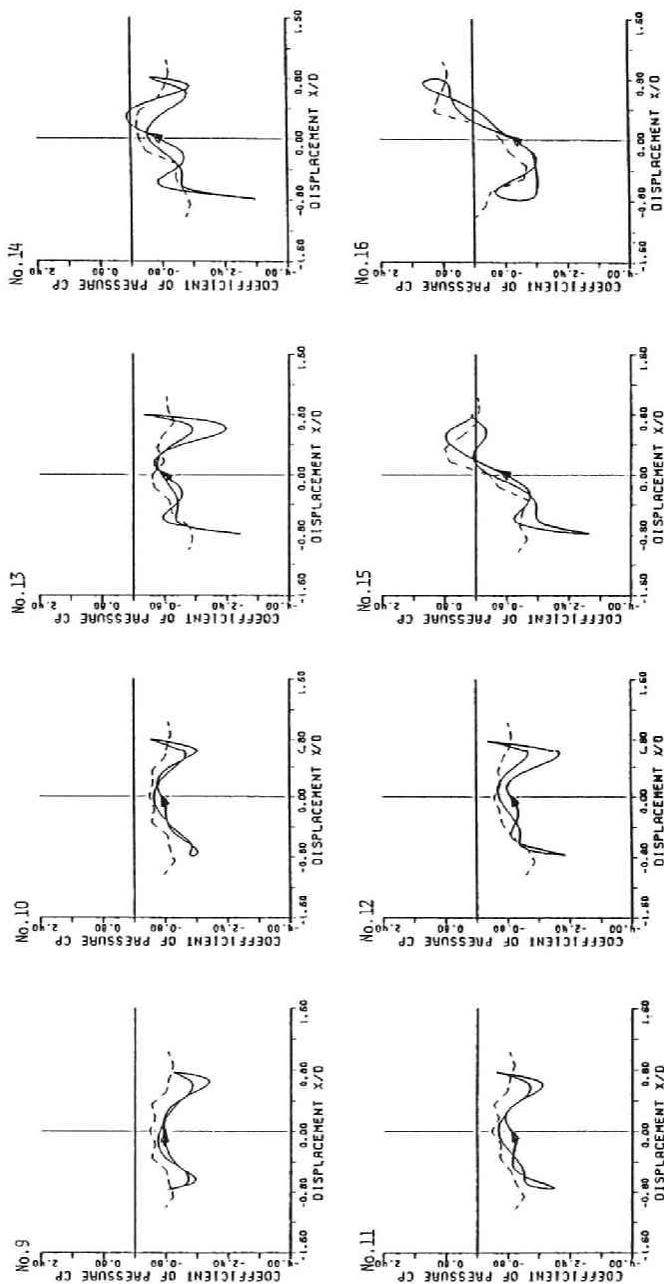
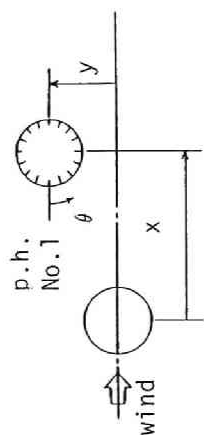


図 3-12(b) 振動中の下流側円柱の非定常圧力リサーチ図
 $(x/D, y/D) = (3, 0)$, $V_r = 40$, $Re = 3.09 \times 10^4$

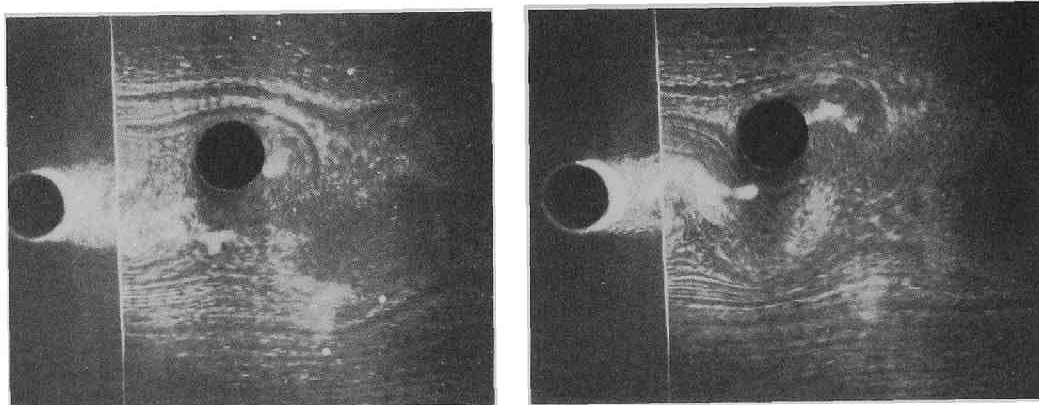


写真 3-1 振動中の下流側円柱周囲の流れのパターン

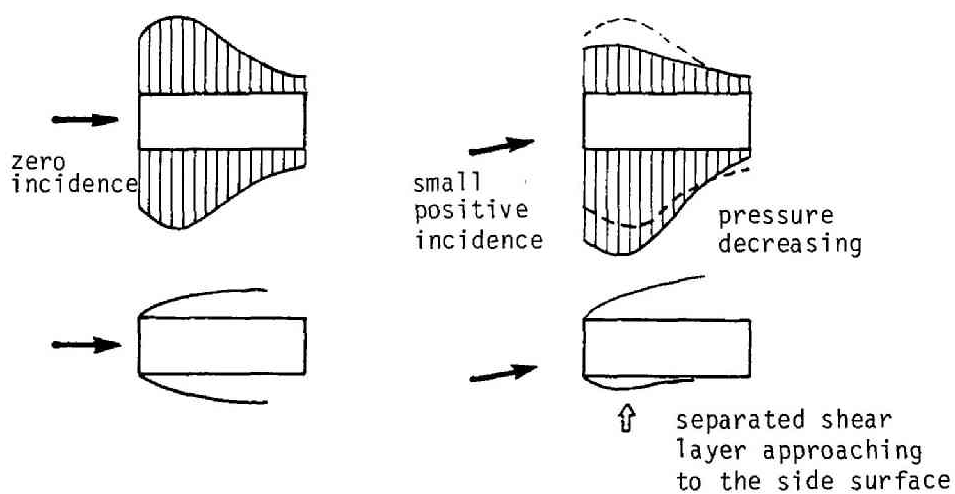


図 3-13 剥離せん断層の接近による表面圧力低下

図 3-14 は以上の非定常圧力分布を下流側円柱の各振動変位ごとに図化したものである。図中比較のために各相対位置に両円柱を固定した場合に計測された定常圧力分布を示す。既に述べたように、振動変位が最大値を示す近傍で、下流側円柱の圧力が急激に変化しており、この部分で空気力も大きく変わることが予想される。

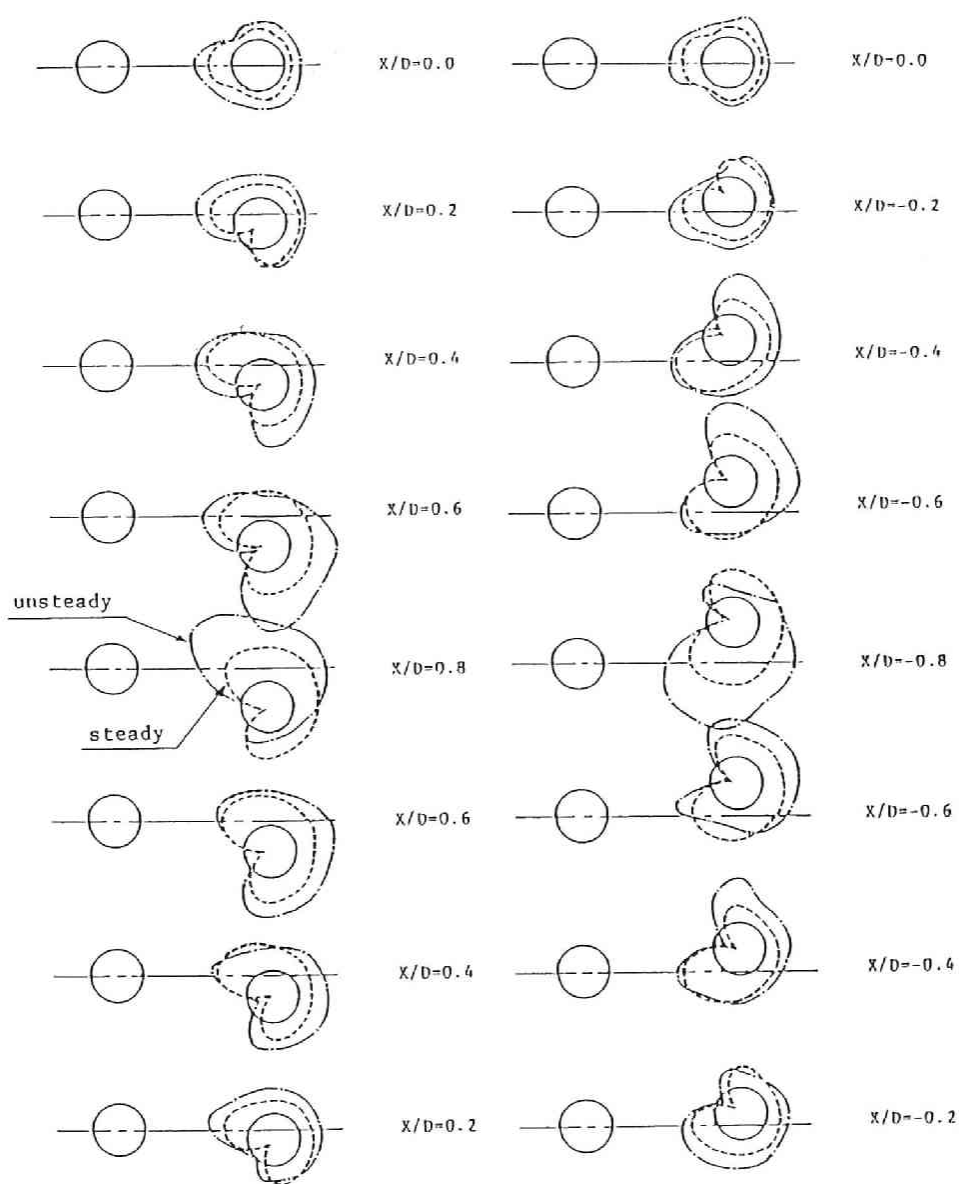


図 3-14 振動中の下流側円柱の圧力分布
 $(x/D, y/D) (3, 0), V_r 40, Re 3.09 \times 10^4$

なお、既に述べられているように“gap flow”や“accelerated flow”の発生による円柱表面の圧力変化は、固定された2円柱の定常圧力分布にも見ることができる。

図3-14は風洞内に固定された2円柱のうち、下流側円柱の平均圧力分布を2円柱の相対位置を変えながら示したものである。2円柱が完全に直列配置のとき($y/D = 0$)には下流側円柱全周にわたり負圧を示しているが、 $\theta = 60^\circ, 300^\circ$ 付近で圧力回復がみられ、Kostic, Okal¹³⁾と同様に上流側円柱より生じた剥離せん断層の再付着点の存在が知られる。

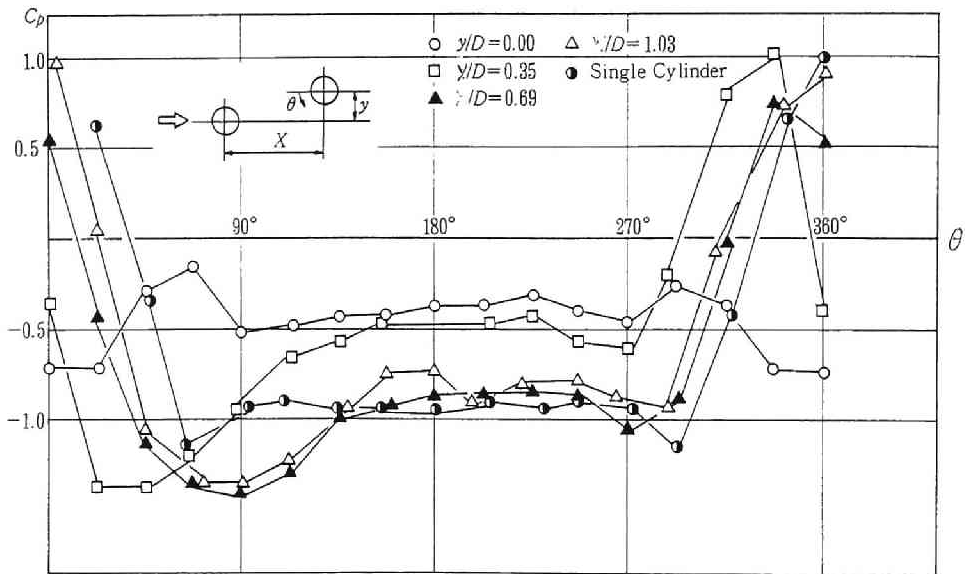


図 3-14 下流側円柱の定常圧力分布 ($x/D = 3$)

$y/D = 0.35$ では、それまでの圧力分布パターンから急変し、後流中心側 ($\theta = 60^\circ$ 付近) で大きな圧力低下が生じる。この傾向は、 $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ の位置で顕著である。このような圧力の急激な変化は両円柱間に高速の定常的な流れ (gap flow) が発生することを物語るものである。すなわちそれまで上流側円柱から生じた剥離せん断層は両円柱を外側から包み込むような形で流下していたのに対し、 $y/D = 0.35$ では剥離せん断層が円柱の内側を流れるようにその方向を大きく変える (flow switching) ことに対応している。また、このときの圧力分布は、とくに $\theta = 22.5^\circ$ および 45° の位置において最低値を示しており、gap flow がこの部分で円柱表面に最も接近するものと推定される。

また、 $y/D = 0.35$ 付近の圧力分布形の変化はきわめて急であり、定常揚力の急激な変化がこの位置で現れるものと考えられる。この定常揚力の急激な変化が生じる2円柱の相対位置は、Zdravkovich¹⁴⁾ (図3-7 参照)、Ruscheweyh⁵⁾らの

揚力ヒステリシス発生位置とはほぼ同じ位置である。

$y/D = 0.69, 0.86$ では、後流中心側の円柱表面の圧力 ($45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$) が最も低下する。しかし、 $y/D = 0.35$ で述べたような gap flow の最接近位置 (θ

22.5° および 45°) の圧力は回復しており、下流側円柱の変位の増加により、gap flow の流下パターンが次第に変化したことを示している。図 3-7 の定常揚力特性と比較すると、 $y/D = 0.69$ 、および 0.86 は定常揚力の外側のピークが生じる位置に近く、Zdravkovich の言うように、揚力発生機構はむしろ流れの連行効果が支配的と考えられる。

$y/D = 1.03$ まで下流側円柱が変位した場合においても、圧力分布形の非対称性は残るが、後流中心側の低圧部の圧力は $y/D = 0.86$ よりも回復しており、定常揚力値が減少したことを示している。以後下流側円柱の変位が増えるに従い、圧力分布は対称形に近づき、定常揚力も 0 に漸近するものと考えられる。

直列に配置された 2 本の円柱において、振動中 (wake galloping) の下流側円柱周囲の流れの特性と圧力との関係を図 3-15 に模式的に示す。流れの switching が生じる $y/D = 0.6 \sim 0.8$ の過程では、上流側円柱の剥離せん断層がそれぞれ円柱の上面 (後流外側) および下面 (後流中心側) へ最も接近するため、この y/D でそれぞれ顕著な圧力低下を示す。

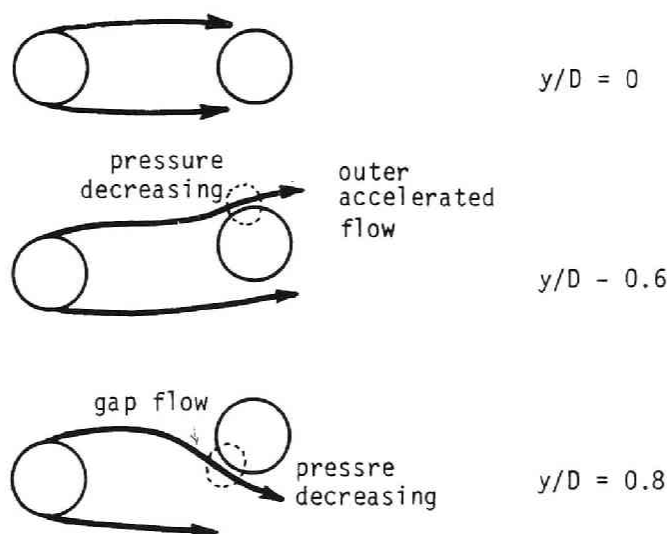


図 3-15 振動中の下流側円柱の流れの特性の模式図 (直列配置)

図 3-17 にはこれらの非定常圧力の瞬間値を各時間毎に断面回りに積分し、非定常揚力を求め、下流側円柱の振動変位と共に、リサージュ図の形に図化したものを示す。図より、非定常揚力の絶対値は定常揚力に比べて大きく、円柱の動きによる流れの switching の急激な変化が反映されている。また、非定常揚力は変位 y/D に対して若干の位相遅れを示している。流れの粘性によるこの特性は Knisely¹⁴⁾ が検討している delay time と同じものであり、振動発生のための最も重要な要因となっている。

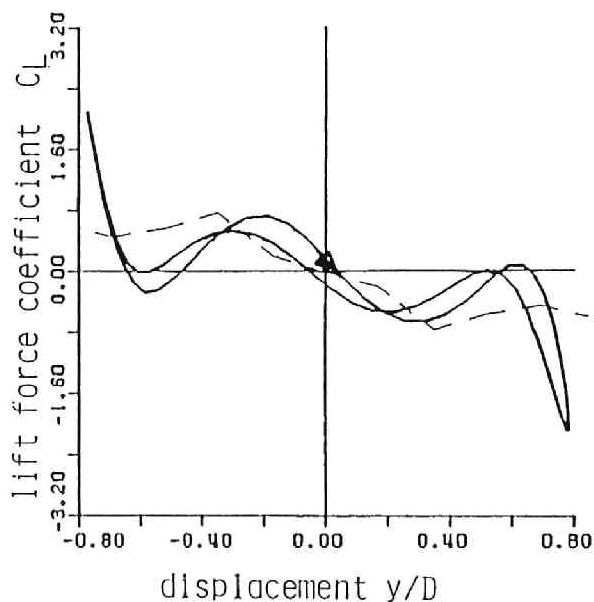


図 3-17 下流側円柱の非定常揚力リサージュ図
 $(x/D, y/D)$ $(3, 0)$, V_r 40, Re 3.09×10^4

千鳥配置 (in staggered arrangement) の振動発生機構

図3-18は千鳥配置（中立位置：(x/D, y/D) (2.2, 1.55)）の場合の下流側円柱の非定常圧力分布を示したものである。同図中には振動軌道上の個々の位置に円柱を固定した場合の定常圧力分布も併せて示す。

下流側円柱が上流側円柱からはなれた場所では、円柱周囲の圧力分布には明確な非対称性は認められず、一様流中の単独円柱にほぼ近い分布を示している。これに対し、下流側円柱が上流側円柱に近づき、y方向の変位が最小となる位置（図中の point 5）では、円柱前面の後流中心側（ $\theta = 45^\circ$ 前後）の圧力が低下する一方、これと反対側（ $\theta = -45^\circ$ 前後）では、圧力が回復し、逆に正圧を示している。すなわち停留点が $\theta < 0^\circ$ の方向に移動すると共に、後流中心側の圧力低下によって、負の揚力（後流中心側を向く）が作用していることが知られる。このような圧力分布形状は、下流側円柱の空間位置によって徐々に変化しており、直列配置のときにみられたような定常圧力の急激な変化は発生していない。また、非定常圧力分布には、上流側円柱へ接近する半周期の圧力絶対値の方が、遠ざかる半周期より大きく、上述の相対速度による圧力への影響が現れている。次いで、円柱が離れる半周期では上述の圧力変化が逆向きに進行するが、先の半周期とは異なった経路をとること、および相対速度が先の半周期より小さくなるために、リサージュ図がループを描くことになる。

図3-19には、下流側円柱の非定常圧力を、振動変位とのリサージュ図の形にまとめたものを示す。

一連の図より、下流側円柱が上流側円柱に近づいたとき、円柱前面部の後流中心側（圧力孔番号1～3）で顕著な圧力低下が現れている。この特性は定常圧力特性にも現れているが、非定常圧力ではより強調された変動を示している。前述の直列配置の場合とは逆に、千鳥配置の場合の下流側円柱は剥離せん断層に対し後流の外側から近づく。しかしながら、剥離せん断層への接近による圧力低下が生じており、直列配置と同様の圧力変化特性が認められる。また、これら各点の圧力変動が振動に及ぼす仕事量については、x方向の振動に関しては上述の円柱前面部後流中心側（圧力孔番号1～3）、y方向の振動に関しては円柱の後流中心側（圧力孔番号4～7）の位置でそれぞれ正の値を示し、流体からの励振エネルギー供給がこの位置で行われていることがわかる。

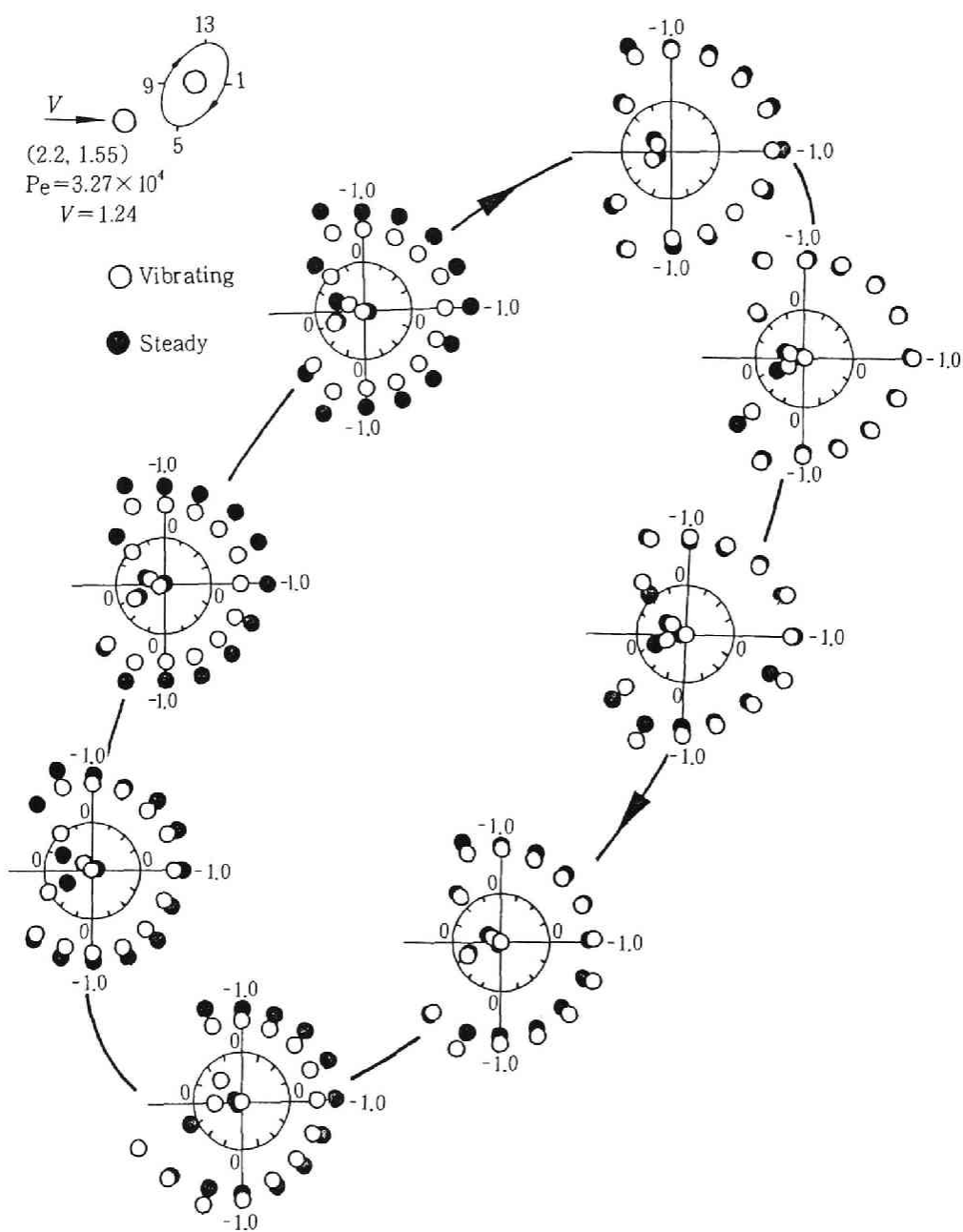


図 3-18 振動中の下流側円柱の非定常圧力分布
 $(x/D, y/D) (2.2, 1.55), Vr \ 124, Re \ 3.27 \times 10^4$

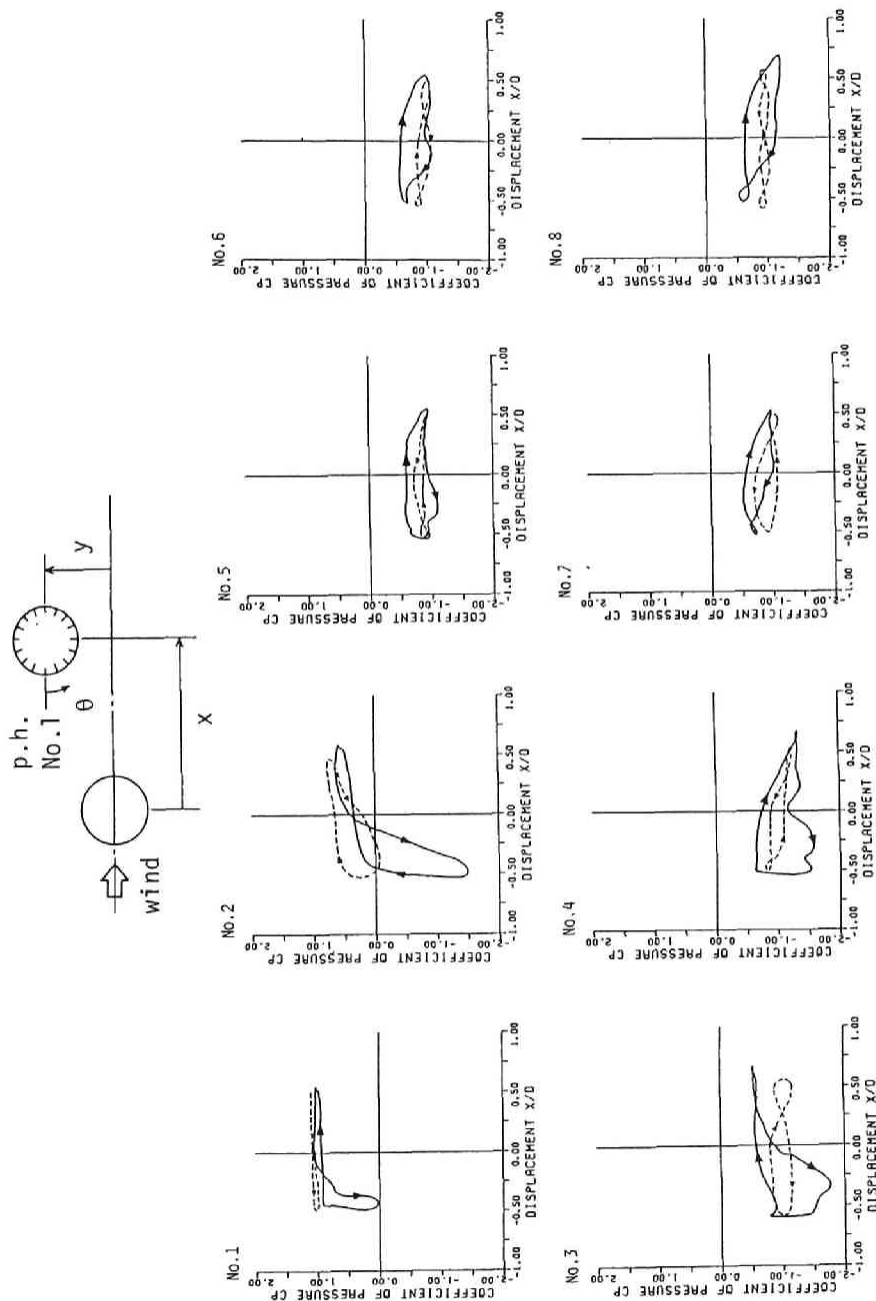


図 3-19(a) 振動中の下流側円柱の非定常圧力リサージ

(Cp v.s. x/D)

(x/D, y/D) = (2.2, 1.55), Vr = 124, Re = 3.27x10⁴

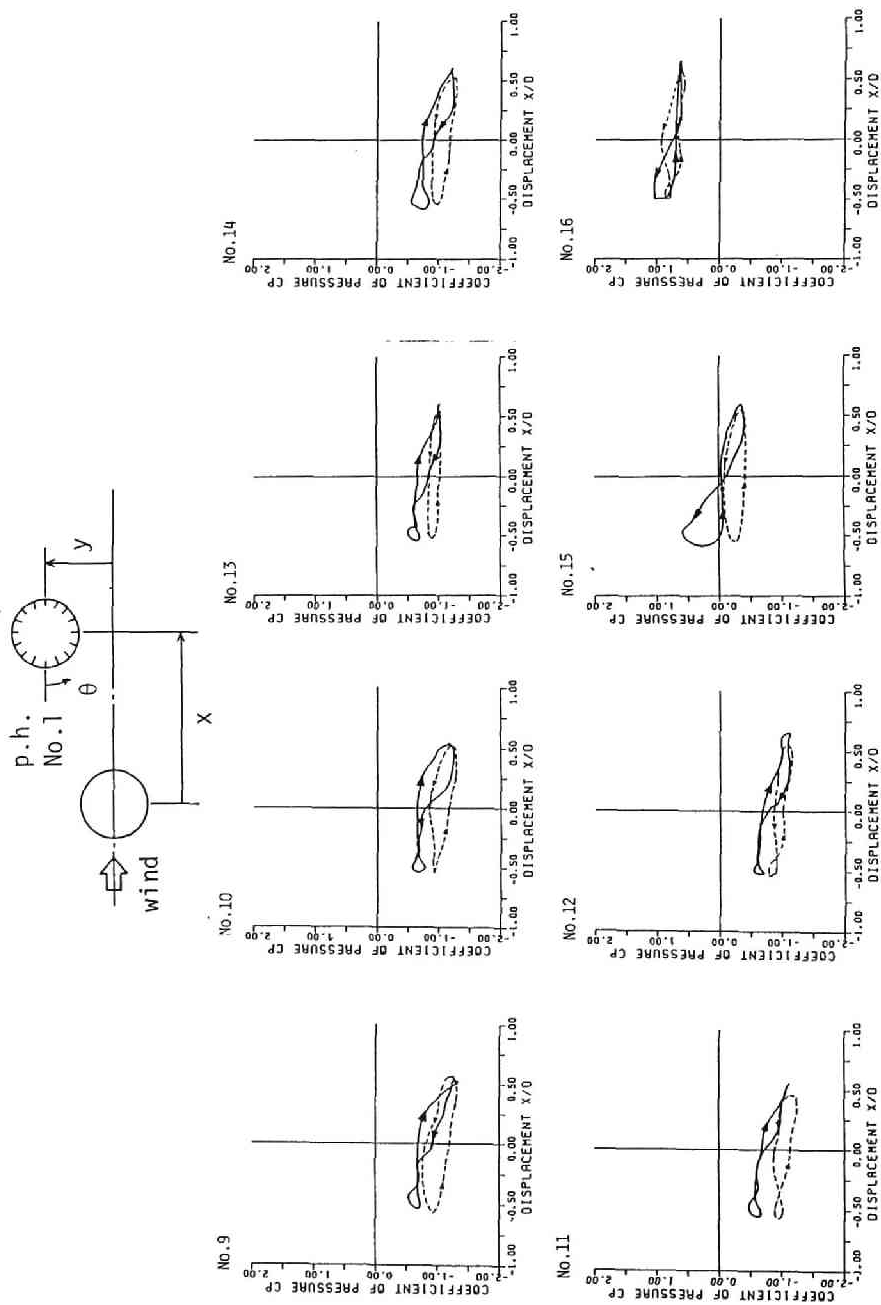


図 3-19(b) 振動中の下流側円柱の非定常圧力リサージ図

(C_p v. s. x/D)

($x/D, y/D$) = (2.2, 1.55), $Vr = 124$, $Re = 3.27 \times 10^4$

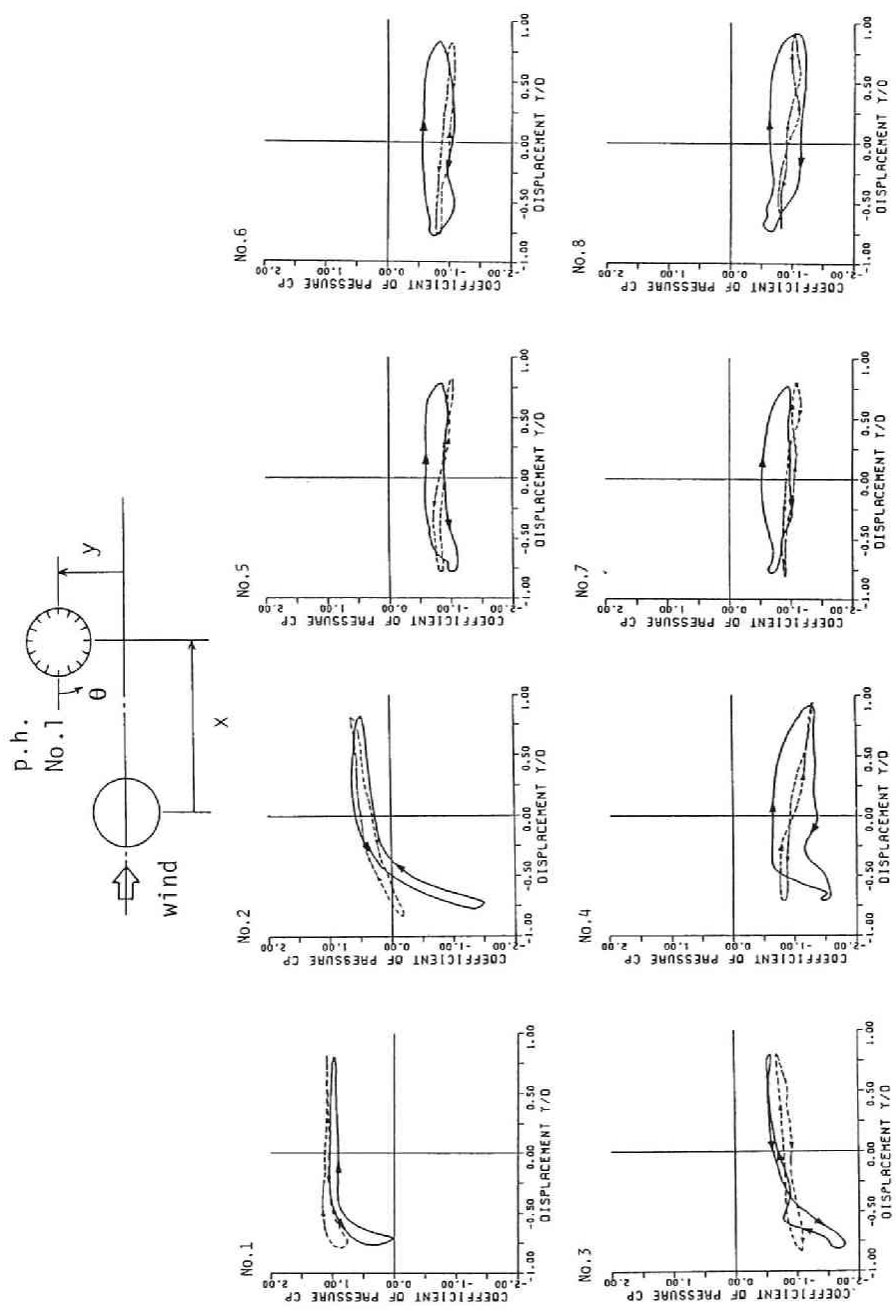


図 3-19(c) 振動中の下流側円柱の非定常圧力リサージ (Cp v.s. y/D)

(x/D , y/D) = (2.2, 1.55), $V_r = 124$, $Re = 3.27 \times 10^4$

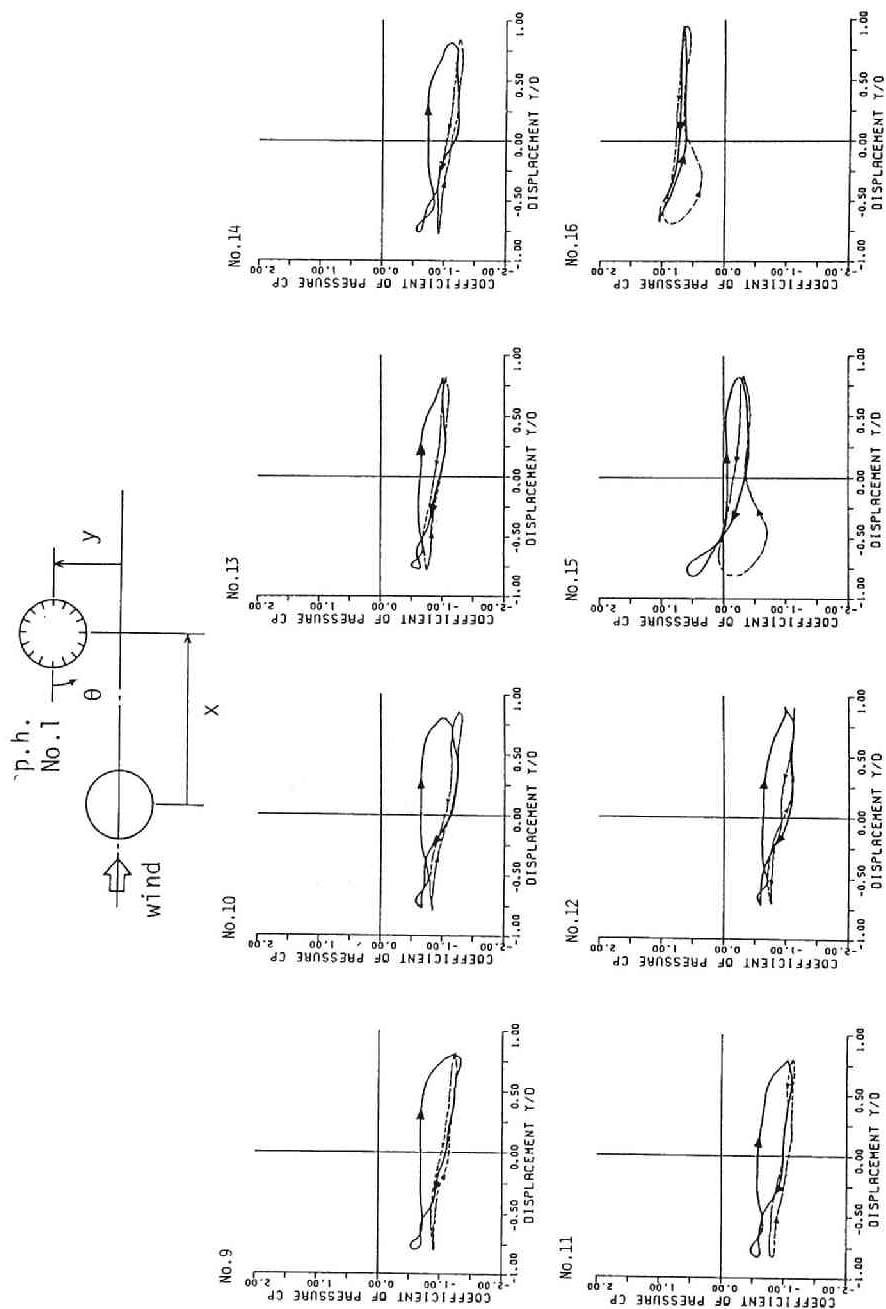


図 3-19(d) 振動中の下流側円柱の非定常圧力サーージュ

(C_p v. s. y/D)

($x/D, y/D$) = (2.2, 1.55), $Vr = 124$, $Re = 3.27 \times 10^4$

以上のような下流側円柱の非定常圧力分布特性から、楕円振動中の流体パターン変化は図3-20のように模式的に示される。すなわち、下流側円柱が上流側円柱へ接近する半周期では、剥離せん断層へ円柱が徐々に接近するため、とくに後流中心側の圧力低下が促進される。さらに、円柱の運動による相対速度によってこの圧力低下は一層助長される。

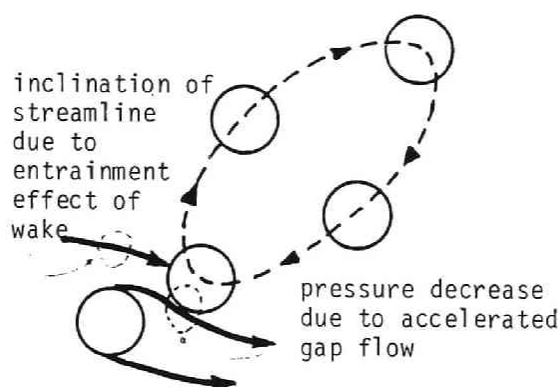


図 3-20 振動中の下流側円柱の流の特性の模式図（千鳥配置）

（注1）用語についてはこの他 interference galloping と呼ぶものや、fluid-elastic vibration の一つとしてとくに名を付けないものなど多様である。文献3）では上述のように「直列配置の2円柱に生じる下流側円柱の主流直角方向の1自由度自励振動」を wake galloping と称している

（注2）振動中の円柱表面の非定常圧力を計測する際には、圧力測定に用いるチューブ系の周波数応答特性の影響に注意を払う必要がある。すなわち、検討の対象となる非定常圧力の周波数領域はチューブ系の共振周波数領域を避けたところになるよう、チューブ長を設定しなければならない。本研究では、チューブ系の周波数応答特性とくに位相特性について別途検討した。その内容については、本文末尾の APPENDIX 2 を参照されたい。

（注3）流れの可視化は回流式水槽を用い、水素気泡法により撮影した。実験装置及び実験方法については本文末尾の APPENDIX 3 を参照されたい。

3. 3 非定常空気力特性

前節において近接 2 本円柱の空気力特性は、その空間配置により大きく振動軌道の形が変わることが示された。とくに、2 本の円柱が気流に対して直列 (in tandem) に配置された場合の下流側円柱の振動は非定常揚力と円柱変位との間の位相差が重要な役割を演じ、円柱の運動により、円柱外側および内側に剥離せん断層が接近することによる急激な圧力低下と、流れの粘性による変位に対する流体パターン変化の時間遅れの作用がその要因と結論された。従って、直列配置型の振動応答は本質的に空気力の非定常性が応答発生に必要な不可欠であり、準定常的な空気力 (揚力) の取り扱いでは応答挙動を表現できないものと判断された。

一方、これに対し、2 本の円柱の中心を結ぶ線が流れに対して斜めに傾く状態で配置された場合 (in staggered arrangement) の応答挙動については、振動中の下流側円柱の非定常圧力測定結果から、空気力自身にかなりの非定常性 (空気力絶対値及び変位との位相差) が認められた。しかしながら、同様な千鳥配置の 2 本円柱を対象に、準定常空気力を用いた応答解析に成功した例もこれまで内外でいくつか報告されている。なお、これらの解析例は管群 (直径の 1 ~ 2 倍程度の円柱間隔) 振動を扱ったものを除き、すべて円柱間隔が直径の 10 ~ 20 倍も離れた場合を対象としており、円柱間の流れの干渉効果がもはや及ばない領域での議論となっている。

本研究で対象とする近接配置 (直径の 3 ~ 4 倍程度) での下流側円柱の応答挙動の解析が報告された例は未だ無いことから、ここでは空気力の非定常性と非線形性 (振幅依存性) を中心に、下流側円柱の応答挙動の記述を試みる。

ここで空気力の非定常性と準定常空気力について述べる。“準定常”空気力についてはいわゆる変位速度比例成分と変位比例成分とでそれぞれ定義が可能である。すなわち、1 つは角柱の galloping 振動を説明する際に用いられる相対迎角によって定義された空気力 (変位速度比例成分) であり、他の 1 つは本研究で扱う後流内の円柱のように空間的な位置や振れ変形にともなう空力モーメント等のような、物体の変位によって規定される空気力 (変位比例成分) である。

振動する物体に作用する空気力がどのような形で表されるか (すなわち後述のような振動変位主導型とするか、もしくは角柱の準定常揚力のような振動速度主導型とするか) により、準定常値自身の定義も変わる。また、振動変位と変位速度は 90° 位相の関係にあることから、変位比例成分と変位速度比例成分とは互いに従属関係にある。

本研究で用いる空気力の“非”定常性とは、ある振動変位と変位速度が与えられたときにそれぞれ決まる準定常空気力からの隔たりを表すことであり、厳密には変位速度比例成分、変位比例成分個々に準定常値からの位相差や準定常値に対する空気力の増幅率 (Gain 特性) を定める必要がある。¹⁵⁾ すなわち、変位速度比例成分、変位比例成分個々に空力伝達関数が定義できるとすれば、非定常空気力は次式のように表される。

$$F(t) = x_{\dot{\eta}}(k) \dot{\eta}(t) + x_{\eta}(k) \eta(t) \quad (3-1)$$

ただし、 k : 換算振動数 ($k = D \omega / U$)

D : 物体の代表長

ω : 物体の振動数

また、準定常空気力はそれぞれ次のように表される。

$$F_{\eta_{qs}}(t) = x_{\dot{\eta}}(0) \dot{\eta}(t) \quad (3-2)$$

$$F_{\eta_{qs}}(t) = x_{\eta}(0) \eta(t) \quad (3-3)$$

上式はさらに、

$$\begin{aligned} F(t) = & [\operatorname{Re} \{ x_{\dot{\eta}}(k) \} + \frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \{ x_{\eta}(k) \}] \dot{\eta}(t) \\ & + [\operatorname{Re} \{ x_{\eta}(k) \} - \omega \operatorname{Im} \{ x_{\dot{\eta}}(k) \}] \eta(t) \end{aligned} \quad (3-4)$$

と変形できる。我々が通常、自由振動法もしくは強制振動法などを用いて得ることのできる非定常空気力は、変位比例成分及び変位速度比例成分であることから、上式の伝達関数 $x_{\dot{\eta}}(k)$ 、 $x_{\eta}(k)$ を個々に求めることは実際上不可能である。つまり、実験より得られる情報はある風速のもとでの空気力 $F(t)$ であるが、上式中の $[]$ 内すなわち $\dot{\eta}$ 、 η 各比例成分をさらに $x_{\dot{\eta}}(k)$ 、 $x_{\eta}(k)$ にそれぞれ分割するためには $x_{\dot{\eta}}(k)$ 、 $x_{\eta}(k)$ 個々の位相特性を知る必要があるからである。したがって、実際には簡単のために以下のような形で空気力を表している。

$$F(t) = x(k) \dot{\eta}(t) \quad (3-5)$$

もしくは

$$F(t) = \hat{x}(k) \eta(t) \quad (3-6)$$

本研究で対象とする空気力は定常的には空間位置の関数であることより、ここでは非定常空気力を振動変位主導型であるものと仮定し、次式で表すものとした。

$$\mathbf{F}(t) = \mathbf{A}(k) \mathbf{x}(t) \quad (3-7)$$

主流方向 (x)、および主流直角方向 (y) の2自由度が与えられた下流側円柱の運動方程式を次のように表す。

$$\mathbf{M} \cdot \ddot{\mathbf{x}} + \mathbf{K} \cdot \mathbf{x} = \mathbf{F} \quad (3-8)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし、} \quad \mathbf{M} &= \begin{bmatrix} m & 0 \\ 0 & m \end{bmatrix} \quad , \quad \mathbf{K} = \begin{bmatrix} k_{xx} & k_{xy} \\ k_{yx} & k_{yy} \end{bmatrix} \\ \mathbf{F} &= \begin{Bmatrix} F_x \\ F_y \end{Bmatrix} \quad , \quad \mathbf{x} = \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

下流側円柱に作用する非定常空気力を次式で表すものとする。

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &\equiv \mathbf{M} \cdot \left[\begin{bmatrix} A_R & B_R \\ C_R & D_R \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} A_I & B_I \\ C_I & D_I \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{Bmatrix} \right] \\ &= \frac{1}{2} \rho U^2 D \cdot \\ &\quad \left[\begin{bmatrix} k^2 A_R^* & k^2 B_R^* \\ k^2 C_R^* & k^2 D_R^* \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{x}{D} \\ \frac{y}{D} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} k A_I^* & k B_I^* \\ k C_I^* & k D_I^* \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{\dot{x}}{U} \\ \frac{\dot{y}}{U} \end{Bmatrix} \right] \end{aligned} \quad (3-9)$$

ここで非定常空気力係数 $A_R^* \sim D_I^*$ はそれぞれ次のように定義される。

$$\begin{aligned} A_R^* &= \frac{2m}{\rho D^2 \omega^2} A_R \\ A_I^* &= \frac{2m}{\rho D^2 \omega} A_I \\ B_R^* &= \frac{2m}{\rho D^2 \omega^2} B_R \\ B_I^* &= \frac{2m}{\rho D^2 \omega} B_I \\ C_R^* &= \frac{2m}{\rho D^2 \omega^2} C_R \end{aligned} \quad (3-10)$$

$$C_I^* = \frac{2m}{\rho D^3 \omega} C_I$$

$$D_R^* = \frac{2m}{\rho D^2 \omega^2} D_R$$

$$D_I^* = \frac{2m}{\rho D^3 \omega} D_I$$

下流側円柱の非定常空気力は、とくに振幅依存性が強く、上式の各非定常空気力係数 $A_R^* \sim D_I^*$ は振動振幅によってその値が変化するものと考えられる。

ここで非定常空気力そのものは、ある準定常値を基準としてこれにある非定常空気関数がかかった形と考えることができる。いま、非定常空気関数を $T(k)$ とし、そのゲイン特性を $|T(k)|$ 、位相特性を $\arg[T(k)]$ とすれば、非定常空気力 $F(t)$ はまた次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \begin{Bmatrix} F_x \\ F_y \end{Bmatrix} \\ &= \begin{Bmatrix} |T_x(k)| \cdot f_x(x(t-\Delta t_x), y(t-\Delta t_x)) \\ |T_y(k)| \cdot f_y(x(t-\Delta t_y), y(t-\Delta t_y)) \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (3-11)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし、} \quad \Delta t_x &= \arg[T_x(k)]/\omega_x \\ \Delta t_y &= \arg[T_y(k)]/\omega_y \end{aligned} \quad (3-12)$$

$f_x(x)$: x 方向の定常空気力 (抗力)

$f_y(y)$: y 方向の定常空気力 (揚力)

ここで、対象とするものが振動中の作用空気力であることを考えれば、上式は振動中の下流側円柱の固有振動数 (ω_0) を基本振動数とする Fourier 級数に分解することが可能である。(図 3-21 参照)

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} F_x \\ F_y \end{Bmatrix} &= \\ &= \begin{Bmatrix} |T_x(k)| \cdot \left[F_{x0} + \sum_{j=1}^{\infty} \left\{ a_j \exp \left[\frac{2\pi i j (t - \Delta t)}{T} \right] \right\} \right] \\ |T_y(k)| \cdot \left[F_{y0} + \sum_{j=1}^{\infty} \left\{ b_j \exp \left[\frac{2\pi i j (t - \Delta t)}{T} \right] \right\} \right] \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (3-13)$$

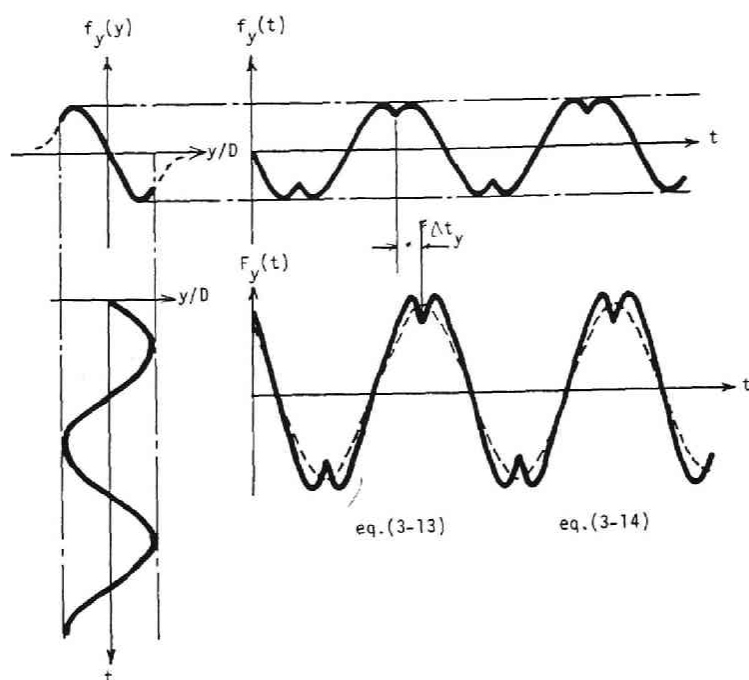


図 3-21 非定常空気力の中の基本周波数 (ω_0) 成分 (概念図)

さらに、上式の各振動数成分中、振動に最も寄与する成分は ω_0 の項 ($j = 1$) であることから、空気力は次式のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} F_x \\ F_y \end{Bmatrix}_{j=1} &= \\ &\begin{Bmatrix} |T_x(k)| \cdot \left[F_{x0} + a_1 \exp \left[\frac{2\pi i j (t - \Delta t)}{T} \right] \right] \\ |T_y(k)| \cdot \left[F_{y0} + b_1 \exp \left[\frac{2\pi i j (t - \Delta t)}{T} \right] \right] \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (3-14)$$

ここで、非定常空気力の定数項は下流側円柱の静的変形量 (次式参照) を決定するものであることから、変形後の新たな中立点 $\{x_0, y_0\}$ まわりに座標を取り直せば、作用空気力は次のようになる。

$$\begin{Bmatrix} x_0 \\ y_0 \end{Bmatrix} = K^{-1} \begin{Bmatrix} |T_x(k)| F_{x0} \\ |T_y(k)| F_{y0} \end{Bmatrix} \quad (3-15)$$

$$\widetilde{F}_x = |T_x(k)| \cdot a_1 \exp(i\omega t - \phi) \quad (3-16a)$$

$$\widetilde{F}_y = |T_y(k)| \cdot b_1 \exp(i\omega t - \phi) \quad (3-16b)$$

ただし、 $\phi = \omega \Delta t$

ところで、非定常空気力の一表現法として、

$$\begin{Bmatrix} \widetilde{F}_x \\ \widetilde{F}_y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} D_x(k) & D_y(k) \\ L_x(k) & L_y(k) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \widetilde{x} \\ \widetilde{y} \end{Bmatrix} \quad (3-17)$$

$$\text{ただし、} \quad \begin{Bmatrix} \widetilde{x} \\ \widetilde{y} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \end{Bmatrix} \quad (3-18)$$

なる形が通常用いられる。準定常値 $k=0$ では次のように表される。

$$\begin{aligned} \widetilde{F}_{x_{qs}} &= D_x(0) \widetilde{x} + D_y(0) \widetilde{y} \\ &= \frac{\partial D}{\partial x} \widetilde{x} + \frac{\partial D}{\partial y} \widetilde{y} + \dots \end{aligned} \quad (3-19)$$

$$\begin{aligned} \widetilde{F}_{y_{qs}} &= L_x(0) \widetilde{x} + L_y(0) \widetilde{y} \\ &= \frac{\partial L}{\partial x} \widetilde{x} + \frac{\partial L}{\partial y} \widetilde{y} + \dots \end{aligned} \quad (3-20)$$

ここで下流側円柱の振動軌道は一般に楕円状と考えられることから、変位 x 、 y は次のように表される。

$$\widetilde{x} = \widetilde{x}_0 \exp(i\omega t), \quad \widetilde{y} = y_0 \exp(i\omega t + \theta) \quad (3-21)$$

したがって、空気力は次のように表現することが可能である。

$$\begin{aligned} \widetilde{F}_x &= D_x(k) \widetilde{x} + D_y(k) \widetilde{y} \\ &= [D_x(k) + D_y(k) (y_0/x_0) \exp(i\theta)] \\ &\quad \cdot \widetilde{x}_0 \exp(i\omega t) \end{aligned} \quad (3-22)$$

$$\begin{aligned}\widetilde{F}_y &= L_x(k) \widetilde{x} + L_y(k) \widetilde{y} \\ &= [L_x(k) + L_y(k) (y_0/x_0) \exp(i\theta)] \cdot \widetilde{x}_0 \exp(i\omega t)\end{aligned}\quad (3-23)$$

上式は式(3-16 a, b)と等価なものに他ならず、変位と非定常空気力を関係づける空力伝達関数は以下のような関係にあるものと考えられる。

$$T_x(k) = D_x(k) \widetilde{x}_0 + D_y(k) \widetilde{y}_0 \exp(i\theta) \quad (3-24)$$

$$T_y(k) = L_x(k) \widetilde{x}_0 + L_y(k) \widetilde{y}_0 \exp(i\theta) \quad (3-25)$$

本研究ではまず、下流側円柱の非定常空気力(\widetilde{F}_x , \widetilde{F}_y)を式(3-17)の形に表し、自由振動法により空力伝達関数 $D_x(k)$, $D_y(k)$, $L_x(k)$, $L_y(k)$ を求める。なお、剛性マトリックス中の連成項 k_{xy} , k_{yx} は簡単のため0とされている。これらの空力伝達関数を求める手法は基本的には曲げ振れ2自由度振動系を扱った R. H. Scanlan の手法¹⁶⁾と同じ手順を踏むが、その概略を示せば以下のようなものである。

$$M \cdot \ddot{\mathbf{x}} + C \cdot \dot{\mathbf{x}} + K \cdot \mathbf{x} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{x} \quad (3-26)$$

ただし、

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} D_x(k) & D_y(k) \\ L_x(k) & L_y(k) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{K} = \begin{bmatrix} k_x & 0 \\ 0 & k_y \end{bmatrix}$$

すなわち、

$$\begin{aligned}\ddot{x} + 2\zeta_{0x}\omega_{0x}\dot{x} + \omega_{0x}^2 x &= \frac{1}{m} [D_x(k)x + D_y(k)y] \\ \ddot{y} + 2\zeta_{0y}\omega_{0y}\dot{y} + \omega_{0y}^2 y &= \frac{1}{m} [L_x(k)x + L_y(k)y]\end{aligned}\quad (3-27)$$

上式右辺はさらに、

$$\frac{1}{m} [D_x(k)x + D_y(k)y]$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{m} [\operatorname{Re} \{ D_x(k) \} x + \frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \{ D_x(k) \} \dot{x} + \operatorname{Re} \{ D_y(k) \} y \\
&\quad + \frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \{ D_y(k) \} \dot{y}] \\
&\quad \frac{1}{m} [L_x(k) x + L_y(k) y] \\
&= \frac{1}{m} [\operatorname{Re} \{ L_x(k) \} x + \frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \{ L_x(k) \} \dot{x} + \operatorname{Re} \{ L_y(k) \} y \\
&\quad + \frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \{ L_y(k) \} \dot{y}]
\end{aligned}$$

(3 - 2 8)

すなわち、

$$\begin{aligned}
F \cdot x &= \frac{1}{m} \begin{bmatrix} \operatorname{Re} \{ D_x(k) \} & \operatorname{Re} \{ D_y(k) \} \\ \operatorname{Re} \{ L_x(k) \} & \operatorname{Re} \{ L_y(k) \} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix} \\
&\quad + \frac{1}{m\omega} \begin{bmatrix} \operatorname{Im} \{ D_x(k) \} & \operatorname{Im} \{ D_y(k) \} \\ \operatorname{Im} \{ L_x(k) \} & \operatorname{Im} \{ L_y(k) \} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{Bmatrix}
\end{aligned}$$

(3 - 2 9)

まず、 x 、 y 各 1 自由度振動系（すなわち連成項 = 0）に対して自由減衰状態

$$x = x_0 \exp (\lambda_1 + i \omega_1) t, \quad y = y_0 \exp (\lambda_2 + i \omega_2) t$$

(3 - 3 0)

を式 (3 - 2 9) へ代入し、

$$\frac{1}{m} \operatorname{Re} \{ D_x(k) \} = \lambda_1^2 - \omega_1^2 + 2 \zeta_{10} \omega_{10} \lambda_1 + \omega_{10}^2 \quad (3 - 3 1)$$

$$\frac{1}{m} \operatorname{Im} \{ D_x(k) \} = 2 \lambda_1 \omega_1 + 2 \zeta_{10} \omega_{10} \omega_1 \quad (3 - 3 2)$$

$$\frac{1}{m} \operatorname{Re} \{ L_y(k) \} = \lambda_2^2 - \omega_2^2 + 2 \zeta_{20} \omega_{20} \lambda_2 + \omega_{20}^2 \quad (3 - 3 3)$$

$$\frac{1}{m} \operatorname{Im} \{ L_y(k) \} = 2 \lambda_2 \omega_2 + 2 \zeta_{20} \omega_{20} \omega_2 \quad (3 - 3 4)$$

を得る。

さらに、 x, y 2 自由度振動系に対し、各自由度の振動を、

$$\begin{aligned}\hat{x} &= \hat{x}_0 \exp(\lambda + i\omega)t \\ \hat{y} &= \hat{y}_0 \exp(\lambda + i\omega)t \cdot \exp(i\theta)\end{aligned}\quad (3-35)$$

と表し、上式を式(3-29)へ代入することにより、連成空気力係数を次のような式から求めることができる。

$$\begin{aligned}& \lambda^2 - \omega^2 + 2\zeta_{10}\omega_{10}\lambda + \omega_{10}^2 \\ &= \frac{1}{m} [Re\{D_x(k)\} \\ & \quad + Re\{D_y(k)\}(\hat{y}_0/\hat{x}_0)\cos\theta \\ & \quad - Im\{D_y(k)\}(\hat{y}_0/\hat{x}_0)\sin\theta]\end{aligned}\quad (3-36)$$

$$\begin{aligned}& 2\lambda\omega + 2\zeta_{10}\omega_{10}\omega \\ &= \frac{1}{m} [Im\{D_x(k)\} \\ & \quad + Re\{D_y(k)\}(\hat{y}_0/\hat{x}_0)\sin\theta \\ & \quad + Im\{D_y(k)\}(\hat{y}_0/\hat{x}_0)\cos\theta]\end{aligned}\quad (3-37)$$

$$\begin{aligned}& (\lambda^2 - \omega^2)\cos\theta + 2\lambda\omega\sin\theta \\ & \quad + 2\zeta_{20}\omega_{20}\lambda\cos\theta - 2\zeta_{20}\omega_{20}\omega\sin\theta + \omega_{20}^2\sin\theta \\ &= \frac{1}{m} [Re\{L_x(k)\}(\hat{x}_0/\hat{y}_0) + Re\{L_y(k)\}\cos\theta - Im\{L_y(k)\}\sin\theta]\end{aligned}\quad (3-38)$$

$$\begin{aligned}& (\lambda^2 - \omega^2)\sin\theta + 2\lambda\omega\cos\theta \\ & \quad + 2\zeta_{20}\omega_{20}\lambda\sin\theta + 2\zeta_{20}\omega_{20}\omega\cos\theta + \omega_{20}^2\sin\theta \\ &= \frac{1}{m} [Im\{L_x(k)\}(\hat{x}_0/\hat{y}_0) + Re\{L_y(k)\}\sin\theta + Im\{L_y(k)\}\cos\theta]\end{aligned}\quad (3-39)$$

本節の冒頭で空気力の準定常値について若干述べたが、ここでとくに下流側円柱に作用する空気力の準定常値について述べる。

まず、一様な流れの中におかれた単独物体の場合、運動と空気力を結びつけるために、変位もしくは変位速度を空気力評価式の中に導入する必要がある。たとえば抗力では、

$$D = \frac{1}{2} \rho (U - \dot{x})^2 C_D A \quad (3-40)$$

揚力では、

$$L = \frac{1}{2} \rho U \frac{dC_L}{d\alpha} \dot{y} A \quad (3-41)$$

振れモーメントでは、

$$M = \frac{1}{2} \rho U^2 \frac{dC_M}{d\alpha} \phi A \ell \quad (3-42)$$

等々である。とくに揚力、振れモーメントは流体の入射角（迎角）の関数として定義されるため、物体の運動と流体入射角との関係が重要である。

図3-22に示すものは、鉛直曲げ、および振れ各1自由度振動中の薄翼（NACA0012）を対象とした非定常空気力（揚力、振れモーメント）の実測値である。¹⁷⁾ とくに、 $k=0$ における変位との位相角（ θ ）は鉛直曲げ変位が揚力に対して -90° 、振れ変位がモーメントに対して 0° であり、それぞれに上のような定式化の妥当性が示されている。

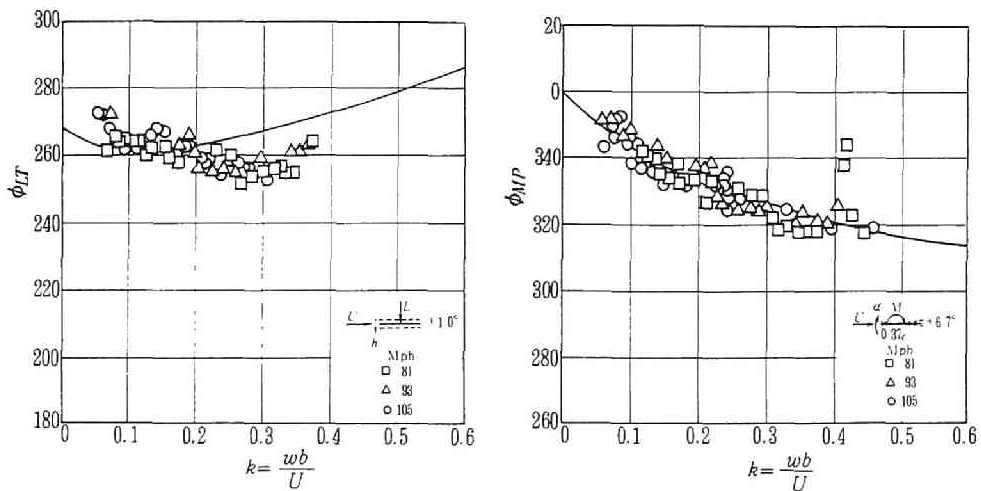


図 3-22 振動中の薄翼（NACA0012）に作用する非定常空気力
（R. L. Halfman¹⁷⁾）

また、準定常空気力とは、運動中の物体周囲の流体パターンを瞬間的に捉えた時、その瞬間の物体の姿勢（ ϕ ）や相対迎角（ \dot{y}/U ）に対応する定常空気力と考え

ることができる。すなわち空気力の準定常性が成立するとき運動中の流体パターンは各々の入射角度から定常的に流体が作用する場合の流体パターンと常に一致しなければならない。

ところで複数構造物の場合には上の議論にさらに物体の相対位置というパラメータが付加される。すなわち互いに他の影響を受けるような近接配置の状況下では運動する物体の相対位置と運動速度両者によって空気力が表現される。

いま、上流側物体を固定し、下流側物体が流下方向（ x ）および流れ直角方向（ y ）平面内で運動する場合を想定すると、下流側物体に作用する空気力は

$$F = f(x, y) + g(x, y; \dot{x}, \dot{y}) \quad (3-43)$$

と表現することができる。

因みに、一様な流れの中で単独物体が x 、 y 方向の並進運動をするときには

$$F' = f_0 + g'(\dot{x}, \dot{y}) \quad (3-44)$$

と表される。

ここで、下流側物体の作用空気力 $f(x, y) + g(x, y; \dot{x}, \dot{y})$ の第1項 $f(x, y)$ は相対位置によって規定される空気力成分であり、きわめて高い流速の下では静止物体に作用する定常空気力に対応するものである。また第2項は運動速度（ \dot{x} 、 \dot{y} ）によって規定される空気力であるが上流側物体の存在による速度欠損のために接近流が空間的に非一様となることから作用空気力は運動速度（ \dot{x} 、 \dot{y} ）のみならず空間位置にも支配される。すなわち空気力 $f + g$ は空間的に分布する空気力 $f(x, y)$ 、流速 $U(x, y)$ の場の中で運動する物体を考えることに対応する。ここでこれらの空気力の準定常値としては次のような考え方が可能であろう。すなわち f 、 g 個々に扱い、きわめて高い流速の下では f は定常空気力そのものに、また g は下式のように表されるものとする。

$$g_x = \frac{1}{2} \rho U_{re}^2 C_D D \cos \alpha_{re} \quad (3-45)$$

$$g_y = \frac{1}{2} \rho U_{re}^2 C_D D \sin \alpha_{re} \quad (3-46)$$

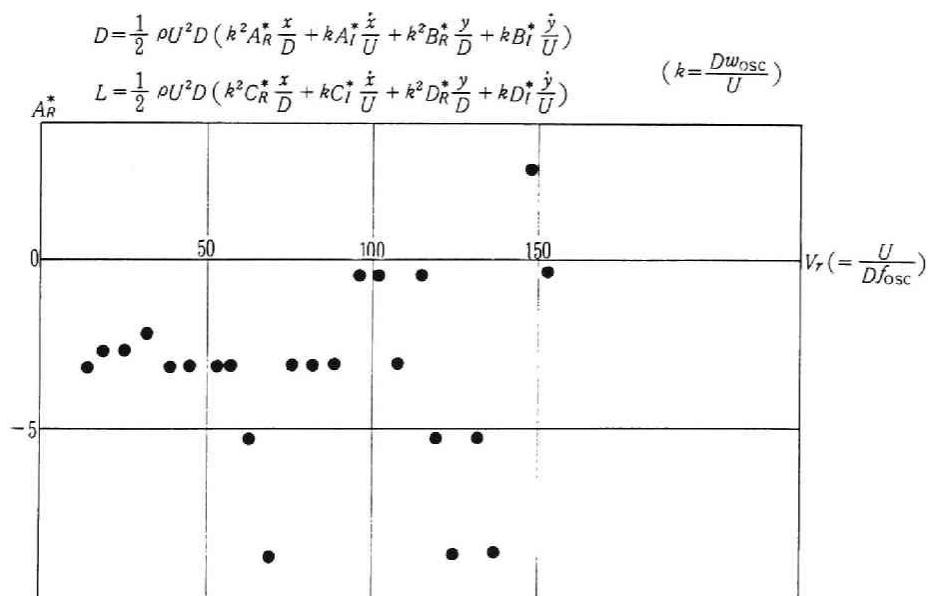
$$\text{ただし、} \quad U_{re}^2 = \{U(x, y) - \dot{x}\}^2 + \dot{y}^2 \quad (3-47)$$

$$\alpha_{re} = -\dot{y}/(U - \dot{x}) \quad (3-48)$$

上式は流速が非常に高い状態での空気力の極限值を定義するものと考えられる。

しかしながら、 $U(x, y)$ 、 \dot{x} 、 \dot{y} によって規定される流体入射角は下流側物体のごく近傍で変化する極めて局所的なものであつて、複数物体全体の流体パターンとして対応する静止複数物体周囲のパターンは存在しないことがわかる。すなわち、単独物体に対して適用される準定常空気力と同様な取り扱いは成立しない。

図3-23(a)から図3-23(h)には典型的な楕円状の振動モードを示す千鳥配置($x/D, y/D$) (2.2, 1.55)の場合の非定常空気関数を示す。なかでも $D_I^*(k)$ が高風速で正の値を示し、 $y=1$ 自由度振動系であっても振動が生じることを示している。また $C_I^*(k)$ も高風速で正の値を示していることから x, y 両運動に伴う揚力変化特性が系の楕円状運動を支配する主な非定常空気力であるものと判断される。



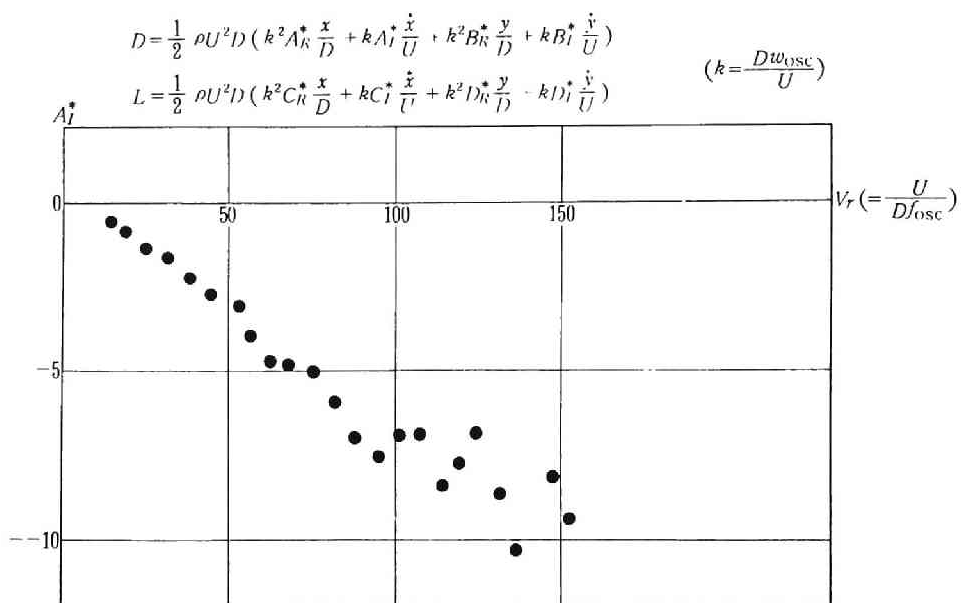


図 3-23(b) 非定常空力関数 A_I^* (k)

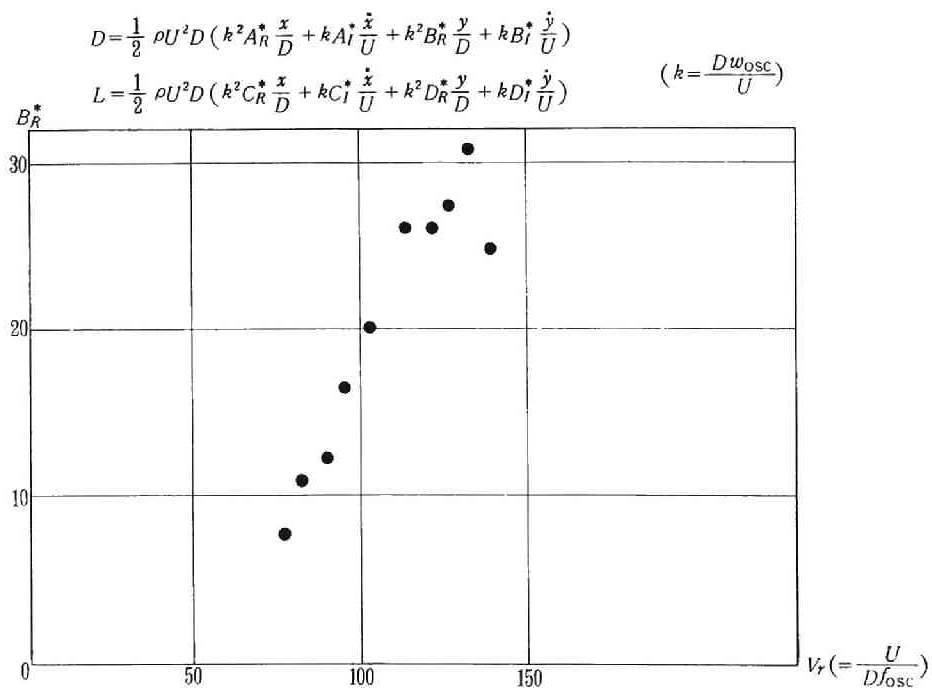


図 3-23(c) 非定常空力関数 B_R^* (k)

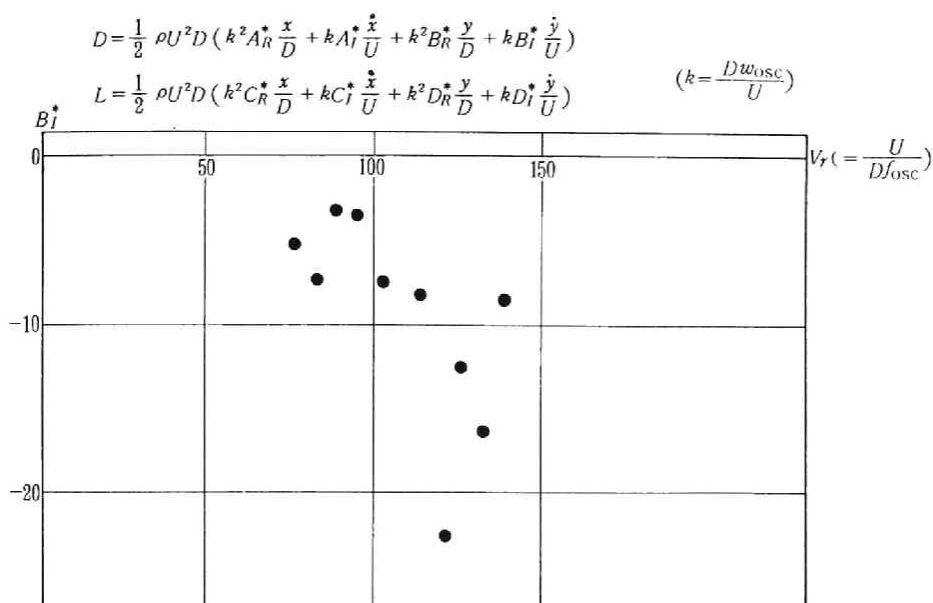


図 3-23(d) 非定常空力関数 B_I^* (k)

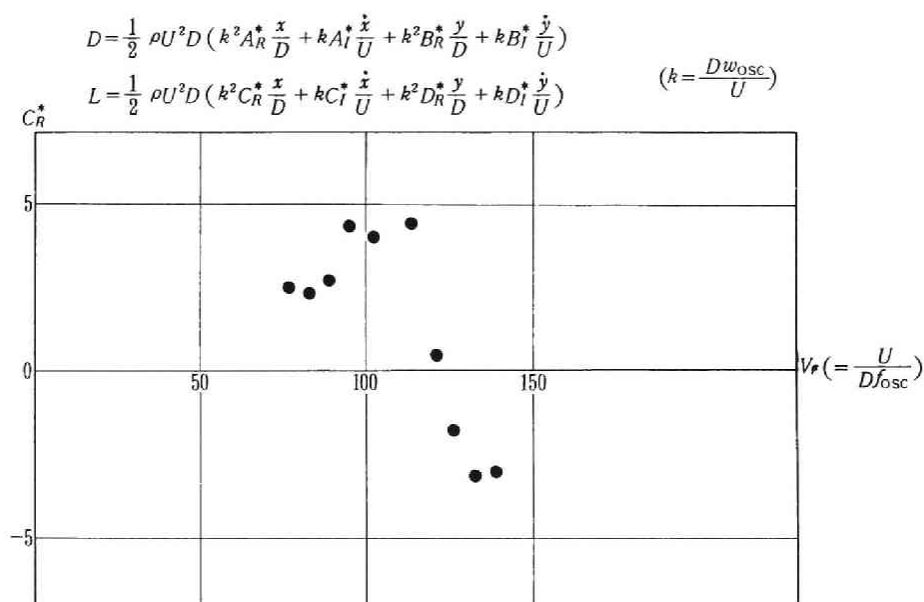


図 3-23(e) 非定常空力関数 C_R^* (k)

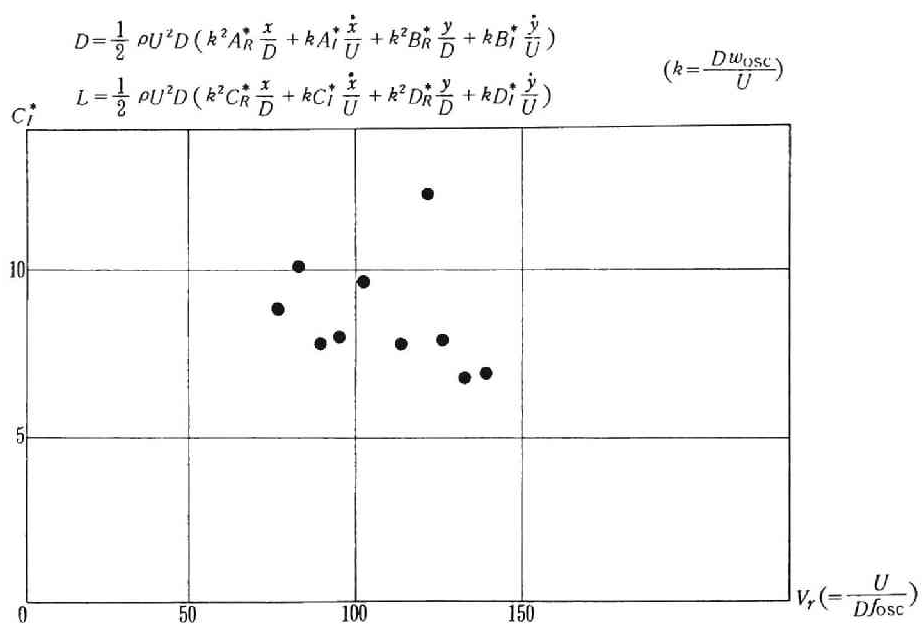


図 3-23(f) 非定常空力関数 C_I^* (k)

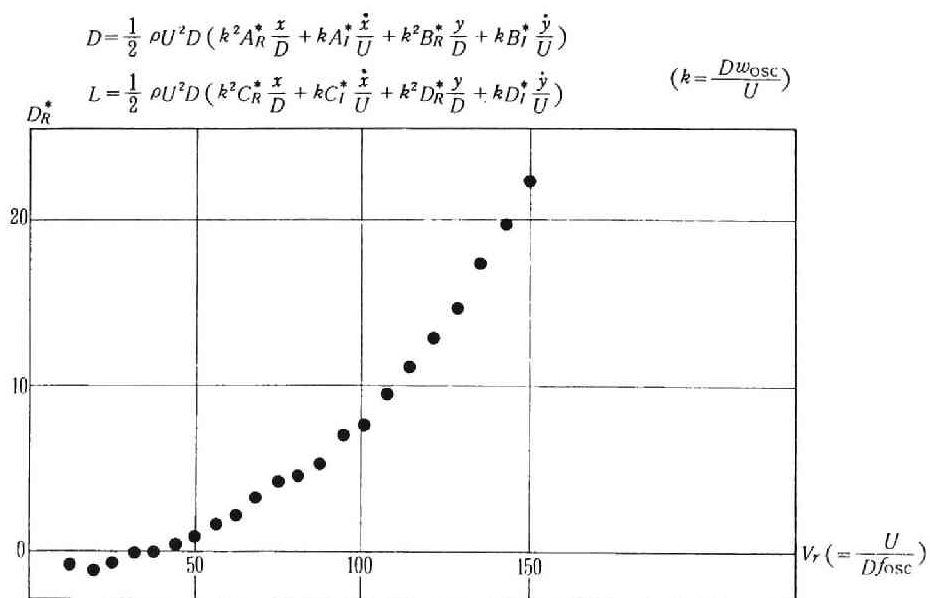


図 3-23(g) 非定常空力関数 D_R^* (k)

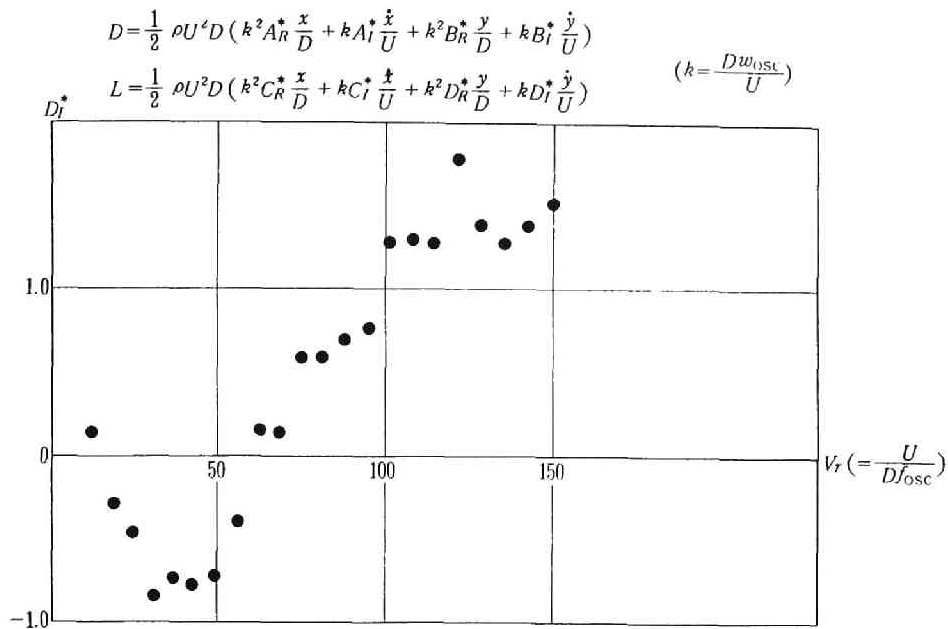


図 3-23(h) 非定常空力関数 D_I^* (k)

このような特性は写真3-2に示す楕円振動中の下流側円柱周囲の流体パターンからも伺い知ることができる。

すなわち両円柱から互いに接近した状態(写真(a))では、2円柱間を横切る流体量が最小となり剥離せん断層の変形が顕著となるため、下流側円柱の剥離点位置の非対称性が最も強調され、後流中心側の剥離点の方が外側剥離点よりも前方へと移動する。このため図3-24のように下流側円柱に対する流れの入射方向が後流中心側へ向き、その結果作用抗力の分力として後流中心側へ作用する揚力が生じる。

両円柱が最も離れた状態(写真(b))では円柱間の流体量は十分に大きく、上流側円柱からの剥離せん断層の形状も単独円柱ときほど変わらない。したがって下流側円柱には有意な揚力は発生しない。

さらに下流側円柱が後流中心へ近づく過程(写真(c))では2円柱間の流れ(一種の gap flow と考えられる)がしだいに加速されると共に停留点の後流外側への移動が顕著となる結果、下流側円柱が上流側円柱から遠ざかる過程に比べ後流中心方向の揚力の大きさは大となるものと考えられる。この特性は高風速で $D_R^*(k) > 0$ 、 $D_I^*(k) > 0$ を示し、 y 方向の運動による変動揚力が y に対して見かけ上位相先行となる結果、揚力の変位に対する仕事量が正を示すことと対応する。

また、船川等¹⁸⁾、田中等¹⁹⁾は多列円柱群の非定常空気力特性について次のように報告している。すなわち円柱群の流れ直角方向の振動による自励型の揚力が振動変位 y に対して位相先行となり、その結果流力弾性振動が生じるとしている。さらにこの位相先行のメカニズムは、後流域内の円柱自身の振動による停留点の振動逆方向への移動であることが示されている。これら振動に伴う停留点の移

動は、前述の円柱周囲の流れのパターンにも現れており、2本円柱の非定常揚力特性もこの多列円柱群と共通であるものと判断される。なお、非定常空力関数 $D_F^*(k)$ 、 $D_I^*(k)$ は $y=1$ 自由度振動系で求められるものであるが、上述の非定常揚力特性は振動系の自由度に直接関係せず、 y 方向の円柱の運動によって現れるものと考えられる。すなわち $D_F^*(k)$ 、 $D_I^*(k)$ の特性は上述のように x 、 $y=2$ 自由度振動系でもそのまま維持されるものと考えられる。

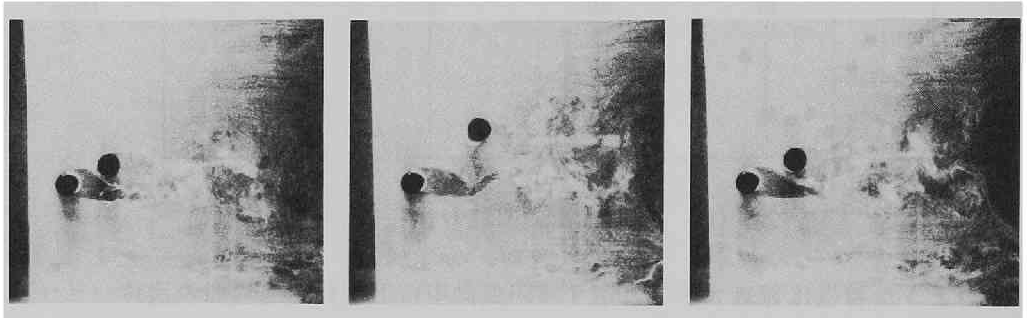


写真 3-2 振動中の円柱周囲の流体パターン

$(x/D, y/D) = (2.2, 1.55)$, $V_r = 35.2$, $Re = 1.49 \times 10^4$

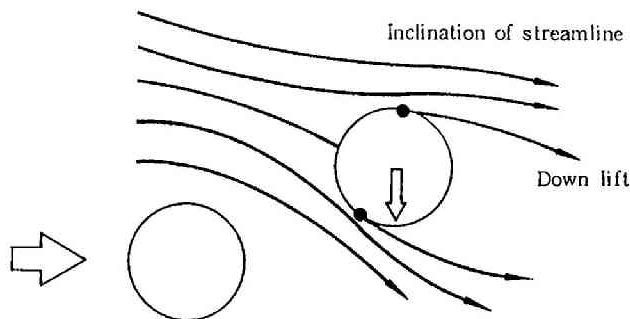


図 3-24 2円柱接近時の流れのパターン (模式図)

一方、図 3-25 のように楕円軌道上の各点における定常揚力をみれば、同一の y 変位に対する定常揚力値では下流側円柱が上流側円柱より遠ざかった位置にある時の方がその絶対値が大きくなっている。したがって前述の準定常空気力の表現に従えば、準定常揚力成分 $f(x, y)$ の中に変動揚力の変位 y に対する位相先行の特性がすでに含まれていることがわかる。

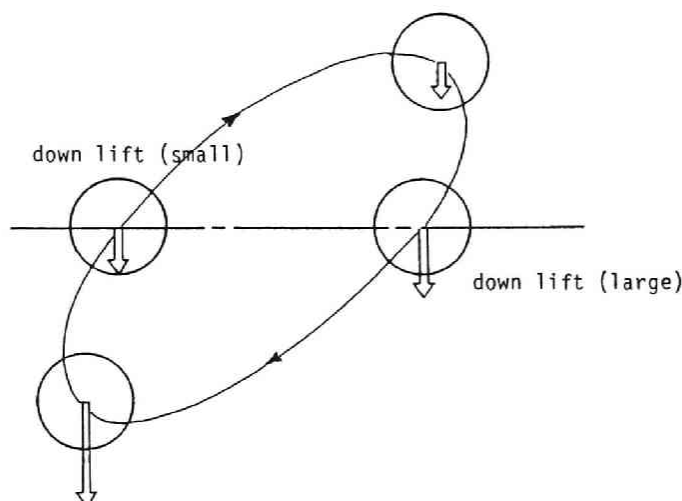


図 3-25 楕円軌道上各位置における下流側円柱の定常揚力

上述のように揚力の非連成項 $D_R^*(k)$, $D_I^*(k)$ が振動系の励振力となることが示されたが、次に連成空気力項 $C_F^*(k)$, $C_I^*(k)$ について検討を加える。連成空気力：

$$\begin{aligned} D_y &= \frac{1}{2} \rho U^2 D \left[k^2 B_R^* \frac{y}{D} + k B_I^* \frac{\dot{y}}{U} \right] \\ &= B_R y + B_I \dot{y} \end{aligned} \quad (3-49)$$

$$\begin{aligned} L_x &= \frac{1}{2} \rho D U^2 \left[k^2 C_R^* \frac{x}{D} + k C_I^* \frac{\dot{x}}{U} \right] \\ &= C_R x + C_I \dot{x} \end{aligned} \quad (3-50)$$

が振動系に対してなす仕事量はそれぞれ次式のような形に表すことができる。

$$\begin{aligned} W_{Dy} &= \oint \{ B_R y + B_I \dot{y} \} dx \\ &= x_0 y_0 \omega \pi [-B_R \sin \theta + B_I \omega \cos \theta] \end{aligned} \quad (3-51)$$

$$\begin{aligned} W_{Lx} &= \oint \{ C_R x + C_I \dot{x} \} dy \\ &= x_0 y_0 \omega \pi [C_R \sin \theta + C_I \omega \cos \theta] \end{aligned} \quad (3-52)$$

$$\text{ただし、} \quad x = x_0 \sin \theta, \quad y = y_0 \sin(\omega t - \theta)$$

ここで非定常空気力係数の符号を考慮すれば、各仕事量が正となる x, y 2 自由度間の位相差 θ は、

$$W_{Dy} > 0 \quad \text{に対して} \quad \pi \leq \theta \leq \frac{3\pi}{2} \quad (3-53)$$

$$W_{Lx} > 0 \quad \text{に対して} \quad -\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq 0 \quad (3-54)$$

となる。実際に観測された楕円状の振動軌道より、位相差 θ は上式 (3-54) の範囲にあることから、励振エネルギーの供給源は揚力の連成成分 L_x であるものと判断される。

以上の非定常空気力特性は、2 自由度振動系という意味から、流体中で鉛直曲げ・捩れ振動を続ける単独物体の非定常空気力と式の上で同じ形をとる。たとえば、曲げ・ねじれフラッターの生ずる典型的な断面として知られる翼断面の非定常空気力は渦度をもつ非圧縮完全流体を対象とした複素ポテンシャル流れと共に解析的に求められており、非定常翼理論として航空工学の一分野をなしている。一様流中で鉛直曲げ 1 自由度振動を続ける薄翼およびその後流をある渦度分布 $\gamma_a(x, t)$, $\gamma_u(x, t)$ で表し、翼面上の流れ、循環等の境界条件および翼後縁における Kutta の条件を満たす γ から非定常揚力 $L(t)$ およびモーメント $M(t)$ が次のように求まる。²⁰⁾

$$\begin{aligned} L_h(t) &= \pi \rho b^2 \ddot{h} + 2\pi \rho U b \dot{h} C(k) \\ &= H_1 \dot{h} + H_4 h \end{aligned} \quad (3-55)$$

$$\begin{aligned} M_h(t) &= \pi \rho U b^2 \dot{h} C(k) \\ &= A_1 \dot{h} + A_4 h \end{aligned} \quad (3-56)$$

ただし、 $C(k)$: Theodorsen 関数

$$C(k) = F(k) + i G(k) \quad (3-57)$$

上式 H_1 、 H_4 、 A_1 、 A_4 は R. H. Scanlan による非定常空気力係数であり無次元化された各空気力係数 H_1 、 H_4 、 A_1 、 A_4 はそれぞれ次のように表される。

$$H_1^* = -2\pi F(k)/k \quad (3-58)$$

$$H_4^* = \pi \{1 + 2G(k)/k\} \quad (3-59)$$

$$A_1^* = \pi F(k)/k \quad (3-60)$$

$$A_4^* = -\pi G(k)/k \quad (3-61)$$

なお、上式で表される非定常揚力 $L(t)$ のうち第1項は virtual mass に比例する項であり、モーメントとの関係より50%弦長点に作用する空気力と等価である。この成分は常に180°位相を持つ変位 (h) 比例成分とみなすことができる。

また、25%弦長点に作用する $L(t)$ の第2項はさらに次のように分解される。

$$\begin{aligned} 2\pi\rho U b \dot{h} C(k) \\ &= 2\pi\rho U b \dot{h} F(k) + i 2\pi\rho U b \dot{h} G(k) \\ &= 2\pi\rho U b \dot{h} F(k) - 2\pi\rho U b \omega G(k) h \end{aligned} \quad (3-62)$$

すなわち、非定常空気力係数 H_1 は式(3-55)中第2項の real part に、また H_4 は同式中第1項と第2項の imaginary part の和にそれぞれ対応する。また A_1 は式(3-56)の real part に、 A_4 は imaginary part にそれぞれ対応することがわかる。これらの各空気力のうち系の安定性を直接支配する空力減衰項に着目すれば $H_1 < 0$ であることから、揚力 $H_1 \dot{h}$ は鉛直曲げ振動に対して減衰力であることを示している。一方鉛直曲げ振動によるモーメント A_1 、 A_4 は鉛直曲げとねじれの位相差によって次のような仕事量の正負が決定される。

$$\begin{aligned} W_{Mh} &= \oint M_h d\alpha \\ &= \oint (A_1 \dot{h} + A_4 h) d\alpha \end{aligned}$$

$$= h_0 \alpha_0 \omega \pi [A_1 \omega \cos \theta - A_4 \sin \theta] \quad (3-63)$$

従って A_1 、 A_4 の符号を考慮し上式中の $[\quad]$ 内が正值を示す θ の範囲は、

$$0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \quad (3-64)$$

となる。このような非定常空気力 L_h 、 M_h の特性は準定常的に次のように理解されるであろう。いま、鉛直下方向に薄翼が \dot{h} の速度で運動する瞬間を考えれば翼面上の圧力は準定常的には図 3-26 のような分布形状を示す。図よりこのときの揚力、モーメント $H_1 \dot{h}$ 、 $A_1 \dot{h}$ はそれぞれ図中の矢印の方向に作用するものと考えられ、鉛直曲げ振動に対し $L_h = H_1 \dot{h}$ は減衰力、ねじれ振動に対して $M_h = A_1 \dot{h}$ は捩れ変位 α が鉛直変位 h に対して、

$$-\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \quad (3-65)$$

の位相差を持つ場合に励振力となることがわかる。

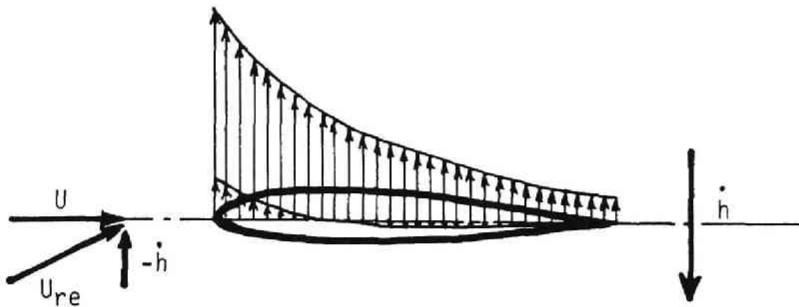


図 3-26 鉛直たわみ振動中の翼面上の圧力分布

また、一様流中で断面の中心を回転中心とするねじれ振動を続ける薄翼に生じる非定常空気力 $L_\alpha(t)$ 、 $M_\alpha(t)$ は前述の $L_h(t)$ 、 $M_h(t)$ と同様の手順により次のように求められる。

$$L_{\alpha}(t) = \pi \rho b^2 U \dot{\alpha} + 2 \pi \rho U b C(k) \left[U \alpha + \frac{b}{2} \dot{\alpha} \right] \quad (3-66)$$

$$M_{\alpha}(t) = \pi \rho b^3 \left[-\frac{U}{2} \dot{\alpha} - \frac{b}{8} \ddot{\alpha} \right] + \pi \rho U b^2 C(k) \left[U \alpha + \frac{b}{2} \dot{\alpha} \right] \quad (3-67)$$

鉛直曲げ振動の場合と同様に非定常空気力係数 H_2 、 H_3 、 A_2 、 A_3 との対応は次のようになる。

$$H_2^* = -\frac{\pi}{k} \left[1 + F(k) + \frac{2G(k)}{k} \right] \quad (3-68)$$

$$H_3^* = -\frac{\pi}{k} \left[\frac{2F(k)}{k} - G(k) \right] \quad (3-69)$$

$$A_2^* = \frac{\pi}{2k} \left[-1 + F(k) + \frac{2G(k)}{k} \right] \quad (3-70)$$

$$A_3^* = \frac{\pi}{k^2} \left[\frac{1}{8} + F(k) - \frac{G(k)}{2k} \right] \quad (3-71)$$

上の各非定常空気力係数のうち薄翼の A_2 は負値を示すことから、ねじれ振動に起因する空力モーメント M_{α} はねじれ振動に対して減衰力となることがわかる。

また、連成空気力項 $L_{\alpha} = H_2 \dot{\alpha} + H_3 \alpha$ の鉛直曲げ振動に対する仕事量は前述と同様の手順により次のように求められる。

$$\begin{aligned} W_{L\alpha} &= - \oint L_{\alpha} dh \\ &= h_0 \alpha_0 \omega \pi [-H_2 \omega \cos \theta + H_3 \sin \theta] \end{aligned} \quad (3-72)$$

従って H_2 、 H_3 の符号を考慮し、上式中の [] 内が正值を示す θ の範囲は、

$$-\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq 0 \quad (3-73)$$

となる。

たわみ、振れ両自由度間の位相差 θ はそれぞれ各空気力成分の励振エネルギーの大小に支配される。一般には翼の連成フラッタ振動はたわみ変位にくらべねじれ変位がやや位相遅れを示すこと、およびたわみ、ねじれ各非連成空気力はそれぞれ減衰力として系にはたらくことから、翼の連成フラッタを支配する空気力は主として連成空気力 $A_1 \dot{h} + A_4 \dot{h}$ であるものと判断される。

図 3-27 には連成フラッタ振動中の薄翼断面の表面の瞬間圧力分布を示すが、 $\dot{h} > 0$ すなわち上方より下方へ断面が連動する過程で上面側前縁部の負圧領域が発達し、正（頭上げ）の空力モーメントの増加がうかがえる。同時にねじれ変位も正（弦上げ）の方向へ増大し連成空気力成分 $A_1 \dot{h} + A_4 \dot{h}$ が励振力として作用する特性がみとめられる。

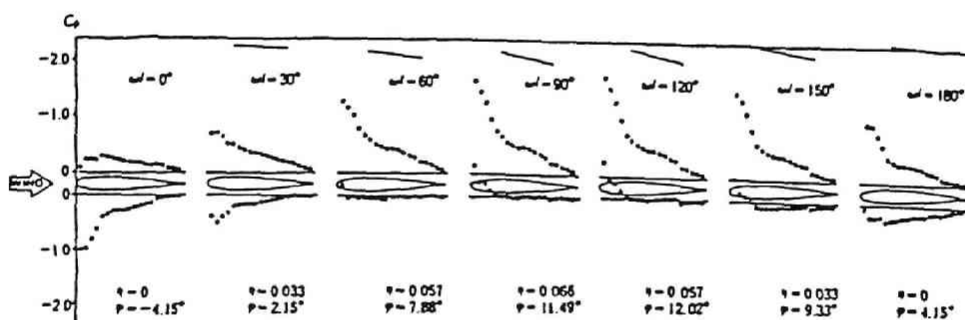


図 3-33 連成フラッタ振動中の薄翼 (NACA0012) の非定常圧力分布

(N. Shiraishi, M. Matsumoto and H. Shirato²¹⁾)

スパンが 2000 m を超えるような超長大橋梁では、系の固有振動数の低下により動的耐風安定性を論じる場合に連成フラッタに対する安定性の確保が重要な課題となる。図 3-28 は偏平六角形連成フラッタ性能をより安定化させるため断面に開口部を設けた場合の限界風速を示したものである。²²⁾ 開口部を設けることにより上下面の圧力差が緩和され、断面前縁部に発生する低圧部の圧力が回復するため連成フラッタ限界風速が増加している。さらに図のように開口部を断面両端部へ近づけた方がより安定化している。これらのことから、連成フラッタに対する連成空気力項、すなわち運動に伴う断面前縁部の低圧部の重要性が認められる。

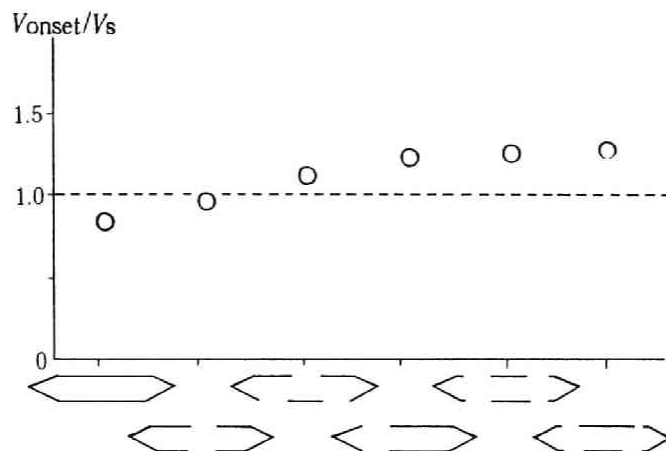


図 3-28 開口部付き偏平六角断面のフラッタ限界風速
(白石、松本、白土、油谷、目見田⁽²²⁾)

ところでこのような薄翼の非定常空気力特性と楕円状の振動軌道を示す下流側円柱の非定常空気力とを比較した場合、主たる励振エネルギーの供給源が断面前縁部の低圧部の発達に起因する連成空気力項 $A_1 \dot{h} + A_4 \dot{h}$ のみであるのに対し、下流側円柱の場合には連成、非連成双方の揚力成分が励振力となっている点に最も大きな違いがある。

いま、連成フラッタが発生する典型的な断面形状として平板を考える。断面の姿勢変化に伴う前縁部の低圧部が励振力を生み出すことは前述の通りであるが、この平板の断面比 (B/D) を仮に小さくすると系の空力特性はおおむね次のように変化するであろう。

通常の風洞実験を通じて議論されるレイノルズ数領域 ($Re=10^4 \sim 10^5$) 程度では、断面の幅員 B が桁折高 D にくらべて 7～8 倍以上大きなものであれば、剥離点より流れの再付着点までの剥離せん断層と断面表面で囲まれた剥離バブルの空間的な広がりには断面後縁部の影響を受けずほぼ一定であろうと考えられる。

この特性は岡島⁽²³⁾、Knisely⁽²⁴⁾ 等による種々の辺長比を有する短形断面のストロハル数や、Ota 等⁽²⁵⁾ による半無限平板の剥離バブル長の測定結果からも伺い知ることができる。さて、上述のような断面比 B/D の範囲でその値を小さくすれば、剥離バブルの長さが断面幅員に占める割合がしだいに大きくなり、連成フラッタでは振動発生の副次的な要因であった剥離バブルの存在が次第に重要性を帯びることになる。すなわちそれまで連成フラッタ型の空力応答特性を示した断

面にねじれフラッタ型の応答特性が強く現れるようになる。ねじれフラッタは古くは Farquharsen⁽²⁶⁾ による準定常的取り扱いに始まり Steinman⁽²⁷⁾ による dynamic camber effect の導入などの試みもなされてきた。彼の研究によれば準定常的な流れに変化するためある時間遅れを必要とする“流れの遅れ”が振動発生に重要な寄与をなすことが指摘されている。また、文献 28) によれば、この流れの遅れ効果は、図 3-29 に示す失速角を中立点にねじれ振動中の翼表面の流れのパターンからも知られるように、物体のねじれ変位の増加と共に断面前縁部で成長した剥離バブルが、dynamic stall vortex へ変化し、やがて後流へ放出されるという断面周囲の振動 1 周期間の流れの変化に起因することなどが明らかにされている。

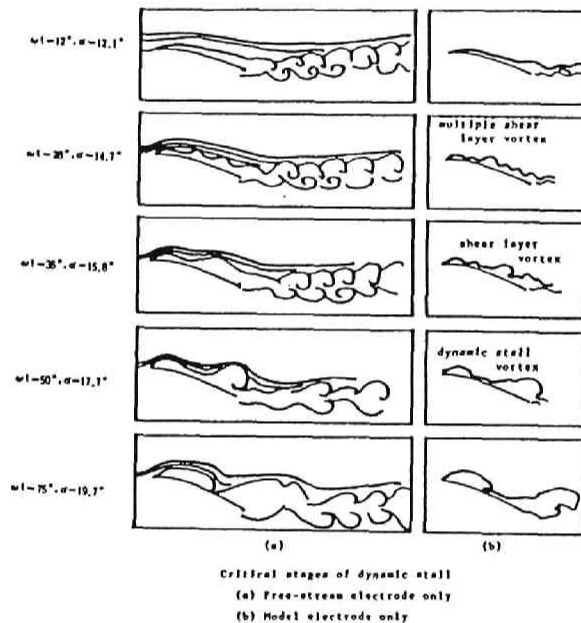


図 3-29 失速角付近で ($\alpha_0 = 12^\circ$) 捩れ振動中の薄翼表面の流れのパターン
(L. W. Carr & K. W. McAlister⁽²⁸⁾)

また図 3-30 は、種々の断面比をもつ H 型断面にねじれ 1 自由度および曲げ・ねじれ 2 自由度の振動自由度をそれぞれ与えたときのフラッタ限界風速を示したものである。⁽²⁹⁾ 図より断面比が小さく (d/b が大きく) bluff な形状の場合にはねじれの自由度支持の方が限界風速は低く、ねじれフラッタ型の振動が発生する。これに対し、断面比が約 1.0 以上 ($d/b < 0.1$) の扁平な H 型断面では 2 自由度支持の方が限界風速が低くなっており、連成フラッタの特性が卓越

する空力特性へと変化することが知られる。とくに断面比 $1.0 \sim 1.5$ ($d/b = 0.067 \sim 0.1$) ではねじれ 1 自由度振動系でも振動が生じることから、ねじれフラッタ、連成フラッタ双方の特性が兼ね備わった空力特性を示し、前述の短型断面のような剥離バブルの重要性が次第に大きくなる一種の遷移領域に相当するものと考えられる。

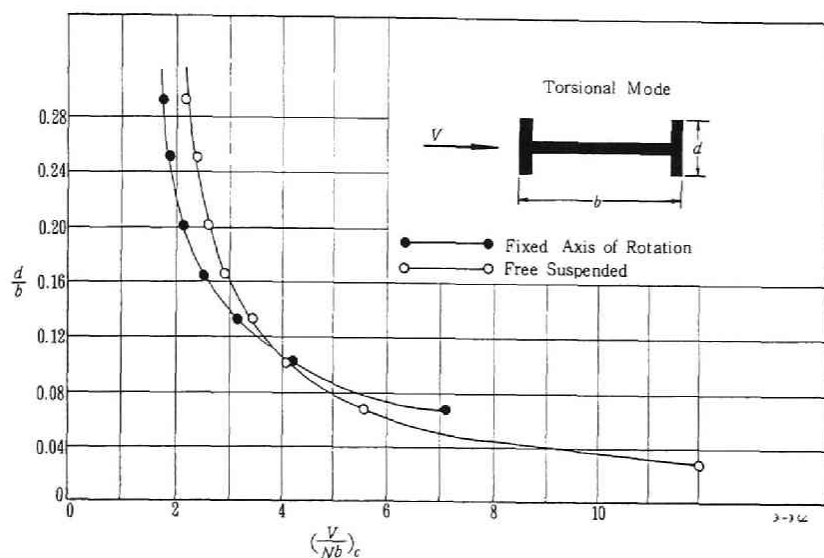


図 3-30 偏平H型断面の断面比によるフラッタ限界風速の変化
(F. B. Farquharson²⁹⁾)

ところで先に述べた楕円状の振動を生じる千鳥配置の2本円柱は、非定常揚力の非連成成分が励振力として作用することから $y = 1$ 自由度系でも振動が発生することが明かとなった。また、 $x, y = 2$ 自由度系では非定常揚力の連成成分が励振力としてさらに付加されるために、楕円状の振動が発生し、その限界風速は $y = 1$ 自由度振動系より低下する、より不安定な振動特性を示す。

このような空力特性は、曲げねじれ 2 自由度系の単独物体では、上述のようなねじれフラッタと連成フラッタの中間的な特性を示す断面の空力特性に相似であり、両者には流体力学的なアナロジーが成立するものと考えられる。図3-37には捩れフラッタと連成フラッタ両者に対して不安定な特性を示す単独物体の代表例として偏平2箱桁断面の非定常空気力係数¹⁶⁾を示し、千鳥配置の下流側円柱の非定常空気力係数と対比させたものである。これより両者の振動現象は発生原因となる空気力特性(2箱桁の場合は連成、非連成の空力モーメント、円柱の場合は連成、非連成揚力)と共に、流体パターン(前者における剥離バブルの挙動と、後者における gap flow, accelerated flow)にも対応関係が見いだされる。

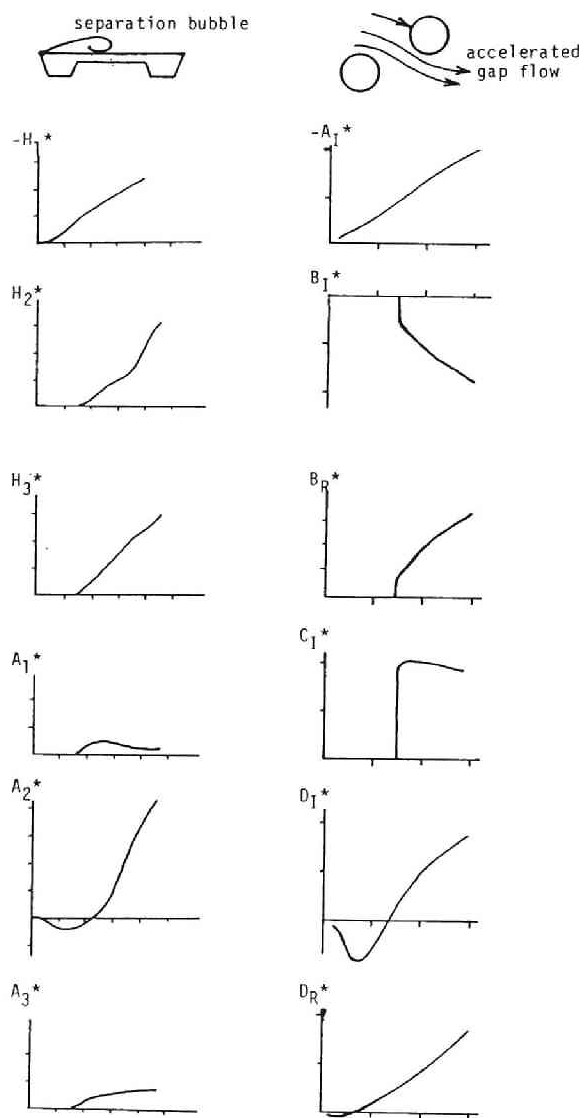


図 3-3-1 近接2本円柱と単独物体の非定常空気力に関するアナロジー

前述の手法により実験的に得られた非定常空気力特性を利用し、各非定常空気力が応答に及ぼす効果を検討した。表 3-2 は千鳥配置 ($x/D, y/D$) = (2.2, 1.55) の場合を対象に、各非定常空気力係数 (A_F^* , A_I^* , ..., D_R^* , D_I^*) 値の変化による限界風速への効果を調べたものである。表より限界風速への効果は各空気力係数により異なっている。抗力については x, y それぞれの振動速度比例成分 A_I^* , B_I^* の値の増加によって限界風速も増加しており、振動応答を抑制する効果を有することが知られる。一方、これとは対比的に揚力の振動速度比例成分 C_I^* , D_I^* はその値を増やすことによりかえって限界風速が低下することから、振動を助長する方向に作用していることがわかる。また、各空気力の振動変位比例成分 (A_F^* , B_F^* , C_F^* , D_F^*) もそれぞれ速度比例成分と同程度に限界風速に大きな影響を与えている。

表 3-2 各非定常空気力係数の限界風速に対する影響度

FCT※	A_F^*	A_I^*	B_F^*	B_I^*	C_F^*	C_I^*	D_F^*	D_I^*
10	62.5		39.5		73.3	39.5	65.3	67.7
5	62.0		50.8	142.2	131.0	50.8	62.0	
3		112.8		126.4				
2		101.5		112.4				67.7
1	73.3	73.3	73.3	73.3	73.3	73.3	73.3	73.3
0	84.6	51.4	144.0	56.4	56.4	124.1	90.2	84.6
-1	90.2	0	73.3	50.8	50.8	79.0	114.5	16.9

※ FCT は空気力係数にかかる増幅率

図 3-3 2 から 3-3 5 には、同じ千鳥配置 ($x/D, y/D$) = (2.2, 1.55) を対象に、構造系の諸元の変化による限界風速の変化を調べたものである。これらの図より、限界風速は系の構造減衰にはあまり左右されず、むしろ振動数変化（すなわち剛性変化）により敏感に変化することがわかる。とくに図 3-3 3 に示すように、振動応答に対して支配的な揚力方向（ y 方向）の剛性のわずかな変化（10～20%増）により限界風速は約 1.8 倍まで増加している。2 本円柱が直列配置（in tandem arrangement）の場合にも y 方向の振動が生じること等も考えれば、近接配置された 2 円柱の振動抑止策として気流直角方向（ y 方向）の剛性付加はかなり有効であるものといえる。前述の櫃石・岩黒島橋のケーブルには振動抑止策として図 3-3 6 のようなワイヤーが設置されているが、³⁰⁾ 気流直角方向の剛性増加が簡単な方法で実現されており、その意味で制振効果が十分に発揮されるものと考えられる。

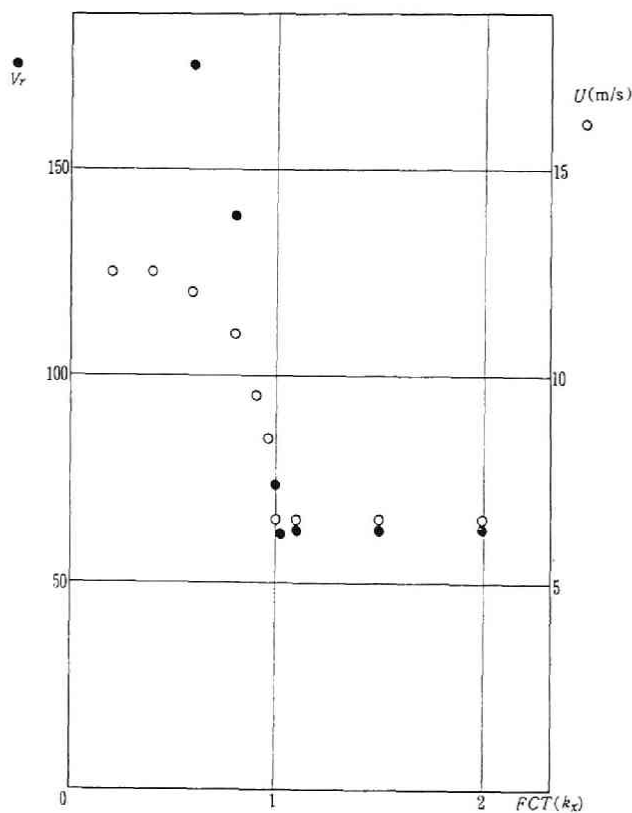


図 3-3 2 主流方向の剛性 (k_x) の限界風速への影響

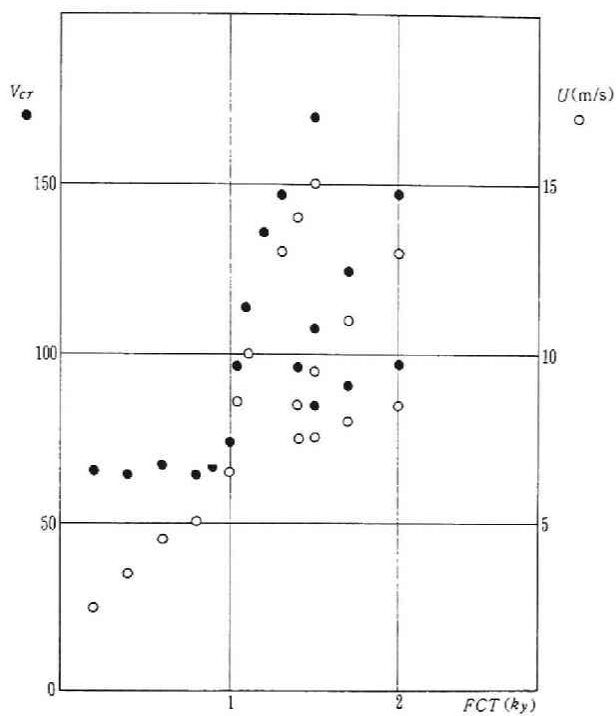


図 3-33 主流直角方向の剛性 (k_y) の限界風速への影響

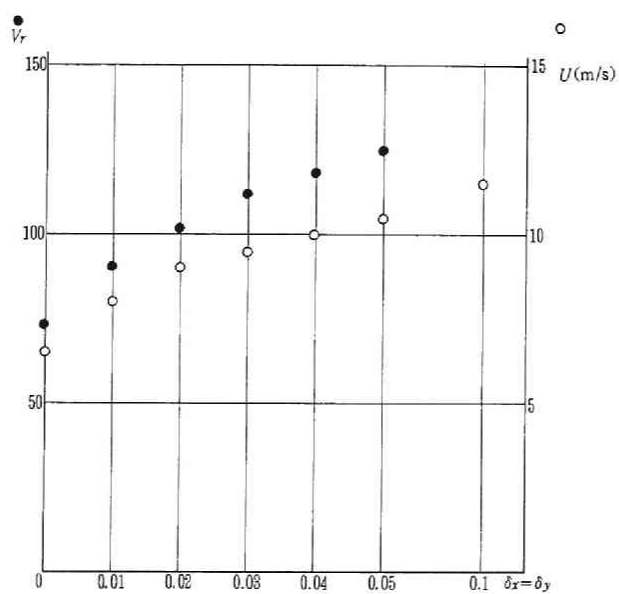


図 3-34 対数構造減衰の限界風速への影響

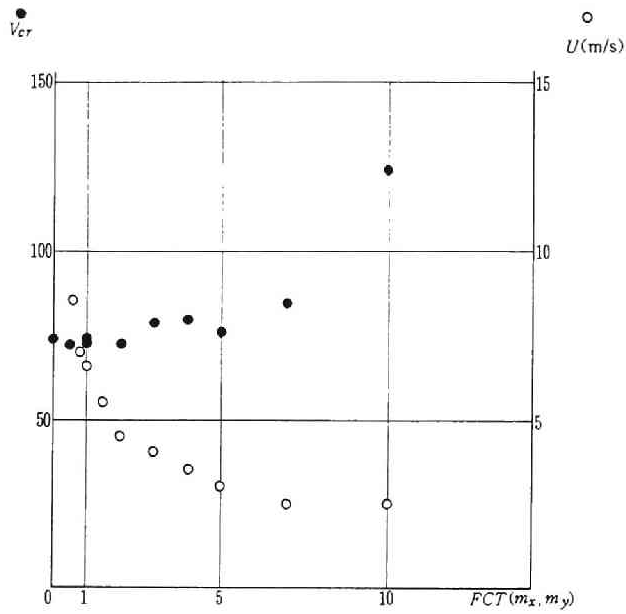


図 3-35 質量の限界風速への影響

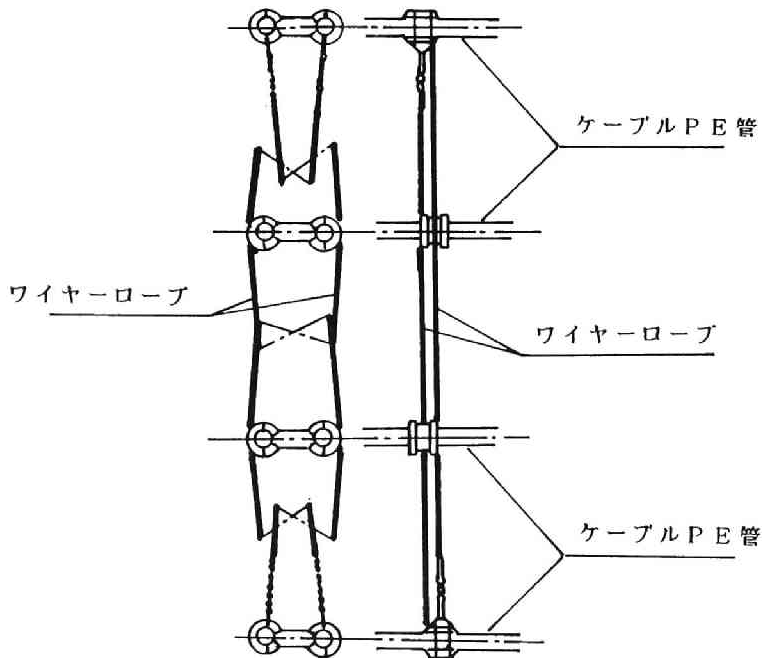


図 3-36 櫃石・岩黒島橋 twin cable に利用されているスぺーサおよび拘束ケーブル（昭和60年度 土木学会・本州四国連絡橋公団耐風研究小委員会調査研究報告書⁽¹⁰⁾）

3. 4 非定常空気力の非線形性

後流域内、もしくはその近傍におかれた円柱に作用する空気力は、前述のように円柱と後流域の相対位置および円柱と接近流との相対速度に起因する。したがって、振動する下流側円柱の作用空気力 $F(t)$ の2次以上の微係数がすべて0であれば、

$$\begin{aligned} F(t) &= f(x, y) + g(\dot{x}, \dot{y}) \\ &= \frac{\partial f}{\partial x} \delta_x + \frac{\partial f}{\partial y} \delta_y + \frac{\partial g}{\partial \dot{x}} \delta_{\dot{x}} + \frac{\partial g}{\partial \dot{y}} \delta_{\dot{y}} \end{aligned} \quad (3-74)$$

$$\text{ただし、} \quad \delta_x = x - x_0, \quad \delta_y = y - y_0$$

の形に厳密に表すことができるため、線形運動方程式で運動の記述が可能である。しかしながら、前述のように下流側円柱の振動振幅は円柱直径と同程度もしくはそれ以上であり、後流の流速分布や定常空気力分布と比較すれば、振動中の下流側円柱に作用する非定常空気力はかなり強い非線形性を持つものと考えられる。本節では、直列配置の下流側円柱に生じる主流直角方向の1自由度振動を対象に非定常空気力の非線形性に対し検討を加える。

前節で述べたように、近接配置された2本円柱の場合を含め、流体中で運動する物体に作用する非定常流体力は virtual mass effect が無視できるような比較的低換算振動数域では一般に次のように表すことができる。

$$F(t) = x_{\dot{\eta}}(k) \dot{\eta}(t) + x_{\eta}(k) \eta(t) \quad (3-75)$$

上式はある換算振動数のもとでは図3-37に示すように、ある定常流体力 $F_{st}(t)$ に増幅率 $|x_{\eta}(k)|$ 、位相 $\exp(i\phi)$ ($\phi = \arg[x_{\eta}(k)]$) を乗じ、さらに振動速度に関する流体力成分 $x_{\dot{\eta}}(k) \dot{\eta}(t)$ を加えたものとみることができ、いわば定常流体力からの隔たりが複素関数 $x_{\dot{\eta}}(k)$ 、 $x_{\eta}(k)$ によって表されるものと考えることができる。ところでこの複素関数 $x_{\dot{\eta}}(k)$ 、 $x_{\eta}(k)$ は系の運動が微小振幅であれば（すなわち図3-37で原点付近の直線近似が十分可能な領域では）振幅に対し線形な表現が可能であるが、一般には振幅に対して非線形となる。この非線形性はたとえば空力減衰や固有振動数の振幅依存性等の形で系の応答に表れる。

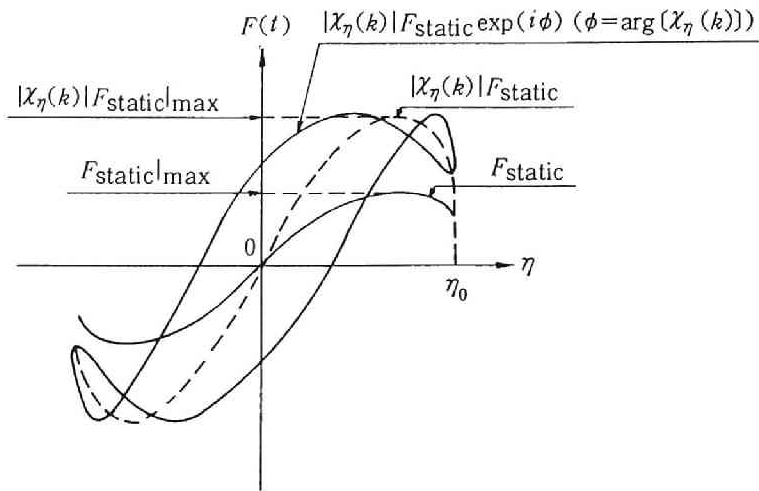


図 3-37 非定常空気力の概念図

このような非線形性を考慮し、非定常流体力 $F(t)$ を次のように表す。

$$\begin{aligned}
 F(t) &= f(y) + g(\dot{y}) \\
 &= a_1 y + a_3 y^3 + a_5 y^5 + \dots + b_1 \dot{y} + b_3 \dot{y}^3 + b_5 \dot{y}^5 + \dots
 \end{aligned}
 \tag{3-76}$$

なお、 y^{2n} 、 \dot{y}^{2n} ($n=0, 1, 2, \dots$) の項は $2n\omega$ の周波数成分のみを含むため (ω : 基本周波数) 系の振動への寄与は相対的に小さく、上式のように非定常流体力を y 、 \dot{y} の奇関数とおいても一般性は失われない。
上式の各係数 $a_1, a_3, a_5, \dots, b_1, b_3, b_5, \dots$ はつぎのような手順により実験的に求められる。

系の運動を $y = y_0 \sin \omega t$ 、 $\dot{y} = y_0 \omega \cos \omega t$ とすれば上式は以下のように変形できる。

$$F(t) = f(y) + g(\dot{y})$$

$$= (a_1 + \frac{3}{4} a_3 y_0^2 + \frac{5}{8} a_5 y_0^4 + \dots) y$$

$$+ \left\{ b_1 + \frac{3}{4} b_3 (y_0 \omega)^2 + \frac{5}{8} b_5 (y_0 \omega)^4 + \dots \right\} y \quad (3-77)$$

ところで係数 $a_1, a_3, a_5, \dots, b_1, b_3, b_5, \dots$ は関数 $F(t) = f(y) + g(\dot{y})$ の基本周波数 (ω) 成分の Fourier 係数に他ならず、以上の手法はギャロッピングの応答解析に用いられた Krylov-Bogoliubov 法³¹⁾や、Beecham-Titchener 法³²⁾と本質的に同じである。

図 3-38 には $(x/D, y/D) = (2.8, 0)$ に対して上記の手法により得られた非線形空気力 $f(y) + g(\dot{y})$ と変位 y との関係を示す。これらの一連の図より、 $y = 0$ 付近（すなわち \dot{y} が最大値もしくは最小値付近）の空気力特性が振幅 y_0 の増加と共に大きく変化しており、振動速度比例成分 $g(\dot{y})$ の振幅依存性が強く表れている。同時にこの部分の空気力特性のために、振幅の増加にともない空気力の仕事量がしだいに負値へ変化していることから、 $g(\dot{y})$ はその大半が相対迎角 (\dot{y}/U) によって規定される空気力（すなわち $x_{ij}(k)$ ）であるものと考えられる。また、前節までに述べられたように、物体の変位 y とそれに起因する非定常流体力 $x_{ij}(k)$ との間にはある位相差が存在し、2 円柱が直列配置の場合には変位に対して位相遅れを示す。さらに、小振幅では変位 y に対する定常空気力 C_L の勾配が負であることから、非定常流体力 $x_{ij}(k)$ は本質的に励振力として作用するものと考えられる。振動に対する系の安定性は、さきの空気力 $x_{ij}(k)$ に対して励振力 $x_{ij}(k)$ が卓越し、しかも振動系の減衰力とエネルギー的にバランスするときをその境界とみなすことができる。直列配置の下流側円柱の振動振幅が風速の増加にもかかわらずほぼ一定値を示すのは、このような非定常空気力 $g(\dot{y})$ の非線形特性に加え、 $f(y)$ の形状が後流の流速空間分布に深く関連しており、極端な大振幅では振動を持続させるに十分な変動揚力が作用しないことによるものと考えられる。

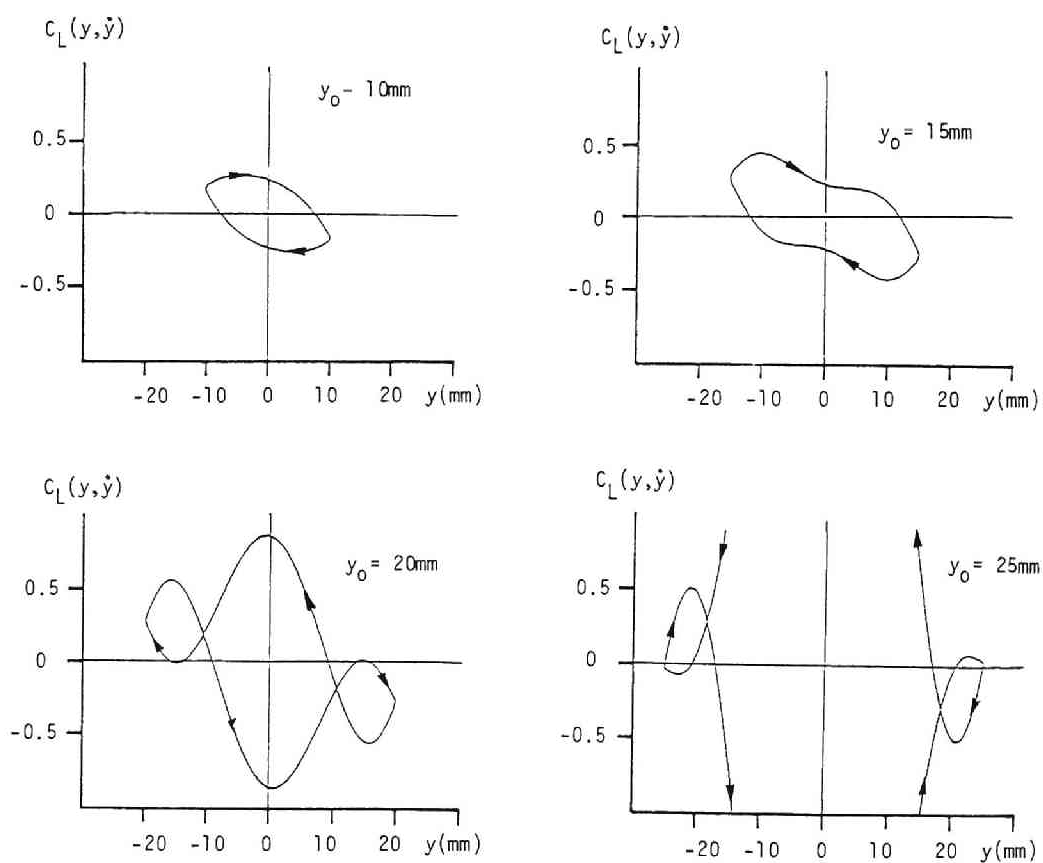


図 3-38 非定常空気力 $f(y)$, $g(\dot{y})$ の非線形特性
 $(x/D, y/D) = (2.8, 0)$, $V_r = 90.3$

以上の手法により実験的に得られた非線形非定常空気力を用い、次に述べる手法により応答のシミュレーションを行う。

非線形空気力を含む1自由度運動方程式は、

$$m\ddot{y} + c'(\dot{y}) + k'(y) = 0 \quad (3-78)$$

と書くことができる。上式は次のように変形が可能であり、次式で表される解曲線を逐一計算することにより系の安定性を解くことができる。

$$\frac{dy}{dv} = \frac{-c'(v) - k'(y)}{v} \quad (3-79)$$

ただし、 $v = \frac{dy}{dt} = \dot{y}$

なお、式(3-78)は、

$$\begin{aligned} c'(\dot{y}) &= c' \dot{y} && \text{と表されるとき Duffing type} \\ k'(y) &= k' y && \text{と表されるとき van der Pol type} \end{aligned}$$

の非線形微分方程式と同形になる。

図3-39に上式により算出された応答振幅を風速を横軸にプロットしたものである。図中には実験値を対数減衰率の形で併せて示す。計算にあたっては、図3-40に示すような離散化誤差をできるだけ抑えるよう、時間ステップを小さくとっている。また、式(3-79)で表される解曲線の安定性(発散、収束)には次に示すようなPoincareの安定条件³³⁾が知られている。

$$\oint \{ c'_v + k'_y \} dt = 0 \quad (3-80)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし、} \quad c'_v &= \frac{dc'(v)}{dv} \\ k'_y &= \frac{dk'(y)}{dy} \end{aligned}$$

上式が正值をとるときには発散振動、また負値のときには減衰振動にそれぞれ対応する。

上の積分を実行することにより、安定条件として次式を得る。

$$\begin{aligned} k - (a_1 + \frac{3}{2} a_3 y_0^2 + \frac{15}{8} a_5 y_0^4 + \dots) \\ + c - \left\{ b_1 + \frac{3}{2} b_3 (\omega y_0)^2 + \frac{15}{8} b_5 (\omega y_0)^4 + \dots \right\} = 0 \quad (3-81) \end{aligned}$$

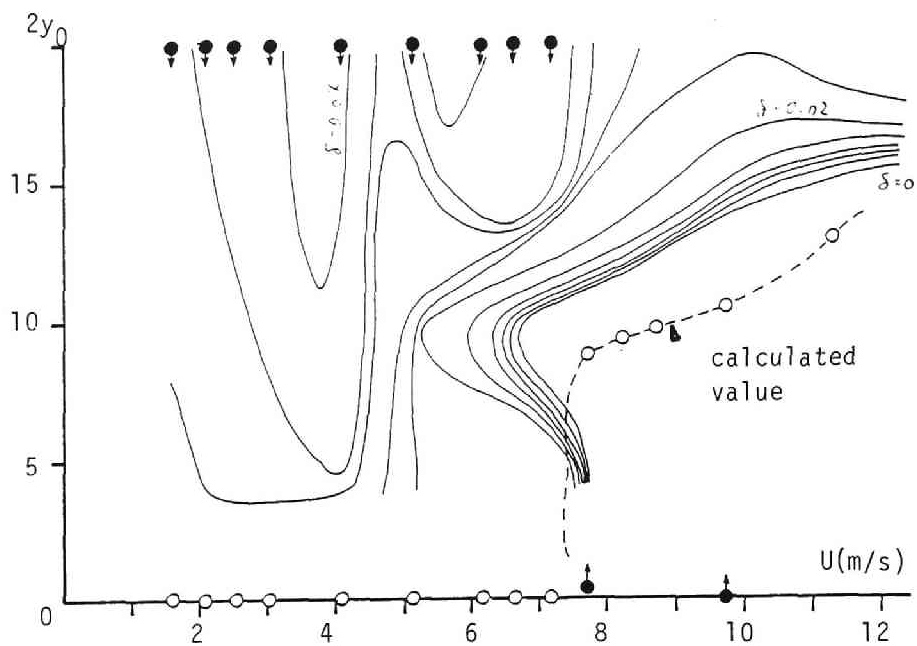


図 3-39 非線形空気力による応答振幅計算値

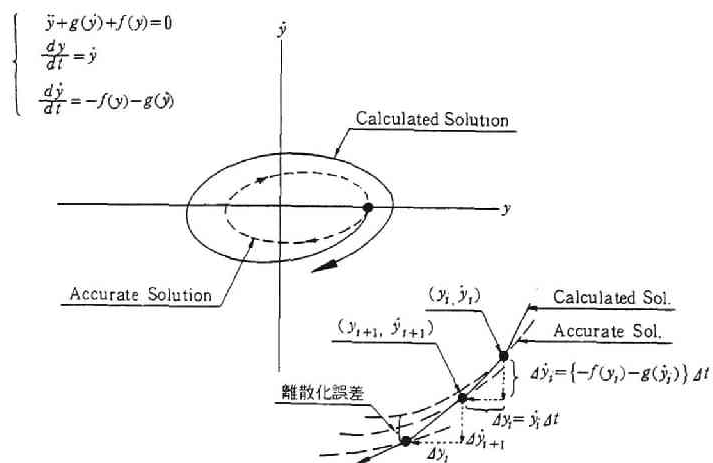


図 3-40 式(3-79)の適用による離散化誤差の概念図

以上の考え方を x, y 2 自由度振動系に適用し、各非定常空気力成分の非線形性を調べた一例を図 3-4-1 に示す。同図は空間配置 $(x/D, y/D) = (2.2, 1.55)$ の場合を対象としたものである。図より、抗力成分 $C_D(x, x), C_D(y, y)$ は左まわりにリサージュ図が閉じており、共に減衰力を示している。これに対し、揚力成分 $C_L(x, x), C_L(y, y)$ は右まわりであり、励振力を示している。すなわち、さきに示した非定常空気力係数の特性と同様に揚力成分（連成、非連成項）が振動発生を支配することがわかる。また、振幅に対する特性の変化（例えば、減衰力→励振力への変化）は全体的に小さく、前述の直列配置 $(x/D, y/D) = (2.8, 0)$ に比べ、空気力の非線形性は顕著ではない。これは、千鳥配置の場合の下流側円柱の振動が主として上流側円柱の後流域の外で生じるため、後流境界（wake boundary）を横切る直列配置の振動に比べ、円柱の振動に対する非定常空気力の変動が小さいことによるものと考えられる。

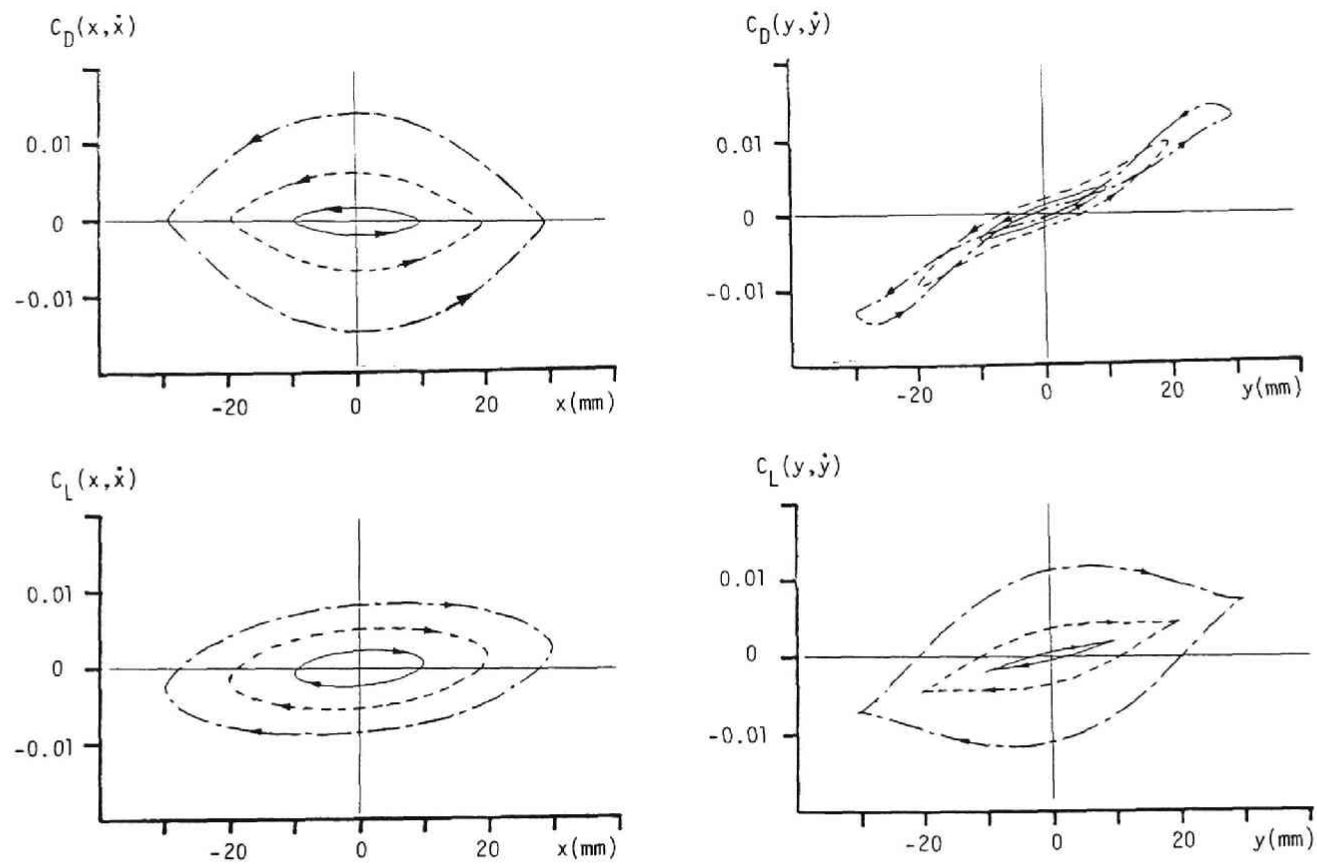


図 3-41 非定常空気力の非線形特性
 $(x/D, y/D) = (2.2, 1.55), V_r =$

3. 5 まとめ

本章では、2本の円柱が近接して配置されたとき、下流側円柱に生じる空力弾性振動の発生機構について実験的に検討を加えた。

下流側円柱に生じる振動現象は、円柱間の中心間隔（円柱間隔）によって、

- 1) 振動モードが楕円状の大振幅軌道を呈する wake-induced flutter
中心間隔：円柱直径の10～20倍
- 2) 円柱間隔が直径の約4～5倍よりも狭い場合に、2円柱間の流れの干渉効果により発生する空力振動
- 3) 円柱間隔が直径の約2倍以下の多列円柱群に生じる流力弾性振動

等にその応答特性が分類される。上記1)、および3)はそれぞれ円柱に作用する空気力を準定常的（円柱の運動による相対速度に起因する空気力、及び場所の関数として表される定常空気力）に取り扱うことにより、応答評価がある程度可能となっている。これに対し、上記2)は円柱間の流れの干渉効果（すなわち、gap flow や accelerated flow の発生や流れの switching、双安定流れ、など）のために下流側円柱に作用する空気力は1)、3)に比べてかなり複雑な特性を示すものと考えられる。一方、斜張橋の twin cable の振動など実構造物でも上記2)に相当する振動の発生が懸念され、有効な制振対策法が問題となっている。

本研究では、このような背景からとくに円柱間隔が直径の約4～5倍以下で生じる空力振動について検討を試みた。

本研究を通じて得られた成果を取りまとめれば以下のようなものである。

- 1) 近接（円柱間隔が直径の4～5倍以下）2本円柱のうち、下流側円柱に有意な振動応答が生じる空間配置は、本研究で実施された Scruton 数の範囲では両円柱を結ぶ線が流れ方向に対して約45°以内であり、かつ円柱中心間隔が円柱直径の約2～4倍程度離れた位置であった。また、下流側円柱の振動モード形は大きく3種類のパターンに分類できることが明かとなった。すなわち、2円柱が千鳥配置（in staggered arrangement）となるときの、長軸が流れ方向に対してやや傾いた楕円状の振動モード、2円柱が直列配置（in tandem arrangement）となるときの、流れ直角方向の振動が卓越したモード、及びこの両者の中間位置に配置されたときに生じる時間的に不安定で振幅も相対的に小さい振動モードの3種類である。

また、 x, y 2自由度振動系（ x ：主流方向、 y ：主流直角方向の空間座標）で楕円状の振動軌道を生じた同じ空間配置（in staggered arrangements）では、 y 1自由度系でも振動が発生したことから、staggered な配置での振動応答には少なくとも揚力の非連成分（ y 方向の運動に起因する非定常揚力成分）が寄与しているものと考えられる。

- 2) 風洞内に円柱後流に似た流速空間分布を持ち、且つ上流側円柱のカルマン渦のような交番渦を含まない流れを再現させるために、4枚の導流板を鉛直に設置し、後流の流速空間分布が振動応答に及ぼす影響を検討した。その結果、このような流れの中に置かれた単独円柱には hard flutter 型の応答が発生し、直列配置の場合の下流側円柱にきわめて類似した振動応答特性が得られた。
- 従って、下流側円柱の wake galloping (流れ直角方向の1自由度振動)には、上流側円柱の後流の流速空間分布が大きな影響を持つことが明かとなった。一方、導流板出口の乱流特性は、円柱後流域のそれとは全く異なるにも拘らず、円柱の振動応答特性に大きな類似性が認められたことから、上流側円柱後流のカルマン渦は wake galloping の発生機構に対して直接の原因とはなっていないものと考えられる。
- 3) 空間的に直径の約3倍程度離れた静止2本円柱の下流側円柱について定常圧力分布特性を調べた結果、2円柱が直列配置に近いときの定常揚力の主たる発生要因は Zdravkovich により既に指摘されている gap flow の発生であることが確認された。一方、2円柱が千鳥配置になるときには、上流側円柱後流の連行作用によって、下流側円柱周囲の時間平均流線が主流方向より後流中心側へ傾くために定常揚力が発生するものと判断された。
- 4) 下流側円柱の非定常圧力を計測した結果、直列配置の場合には円柱間に発生する gap flow のみならず、下流側円柱が剥離せん断層へ接近する際に生じる accelerated flow による圧力低下が振動発生の大きな要因であることが示された。
- 一方、千鳥配置の場合には下流側円柱が上流側円柱に最も接近する位置で後流中心側の圧力に急激な低下がみられ、主として揚力方向に励振力が発生することが明かとなった。
- 5) 千鳥配置 ($x/D, y/D$) = (2.2, 1.55) の場合を対象に非定常空気力を測定した結果、励振力は主として揚力成分(連成、非連成)であることが明かとなった。非定常空気力は下流側円柱の運動と共に場の空気力として決定づけられるため、振動速度のみならず振動変位同相成分の振動への寄与が決して小さくないことが見いだされた。
- 6) 連成系の振動という観点から単独物体の鉛直たわみ、捩れ2自由度振動特性と対比させた結果、円柱に作用する抗力、揚力を単独物体の揚力、モーメントにそれぞれ対応させた場合、連成フラッタと同時に捩れフラッタに対する不安定性を兼ね備えた断面(例えば扁平2箱桁断面)との対応関係が成立し、単独物体の剥離バブルの挙動と2本円柱における gap flow, accelerated flow との間に流体力学的なアナロジーが見いだされた。

- 7) 2 本円柱の非定常空気力を振幅の関数として展開することにより、系の運動方程式について検討した結果、Duffing, van der Pol 両形の特性を兼ね備えた非線形微分方程式により応答が記述できることが明かとなった。
- とくに直列配置の場合、円柱の振動振幅の増加にともない、減衰力を示す振動速度比例成分の空気力が著しく増加しするため、小振幅では励振力を示す空気力と釣り合う所で系の振動振幅が決定される様子が示された。
- また x, y 2 自由度系 ($x/D, y/D$) (2.2, 1.55) では、空気力の振動振幅への依存度が小さく、直列配置に比べて空気力の非線形性は顕著でないことが明かとなった。

参考文献

- 1) 土木学会・本州四国連絡橋公団耐風研究小委員会、"本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書"、昭和59年 3月
- 2) 土木学会・本州四国連絡橋公団耐風研究小委員会、"本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書"、昭和60年 3月
- 3) 土木学会・本州四国連絡橋公団耐風研究小委員会、"本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書"、昭和61年 3月
- 4) Naudascher, E. and D. Rockwell (Editors), "Practical Experiences with Flow-Induced Vibrations", Springer-Verlag, 1979
- 5) Ruscheweyh, H. P., "Aeroelastic Interference Effects between Slender Structures", Proceedings of the 6th International Conference on Wind Engineering, 1983
- 6) 宇都宮英彦、鎌倉米康、"近接する並列円柱系の空気力学的挙動"、土木学会論文報告集、第336号、1983年、pp. 1 8
- 7) Zdravkovich, M. M., "Flow Induced Oscillations of Two Interfering Circular Cylinders", Journal of Sound and Vibration, vol. 101(4), 1985, pp. 511 521 1977
- 8) Bokaian, A. and F. Geoola, "Wake-Induced Galloping of Two Interfering Circular Cylinders", Journal of Fluid Mechanics, vol. 146, 1984, pp. 383 415
- 9) 横山功一、佐藤弘史、神崎一夫、"近接した2本ケーブルの対風応答特性について"、土木学会第40回年次講演会概要集、1-217、昭和60年
- 10) Zdravkovich, M. M. and D. L. Pridden, "Interference between Two Circular Cylinders; Series of Unexpected Discontinuities", Journal of Industrial Aerodynamics, vol. 2, 1977, pp. 255 270
- 11) 白石成人、松本 勝、白土博通、佐川信之、"直列柱状構造物の空力特性に関する基礎的研究"、第7回風工学シンポジウム論文集、1982年、pp. 265 272
- 12) Shiraishi, N., M. Matsumoto and H. Shirato, "On Aerodynamic Instabilities of Tandem Structures", Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 23, 1986, pp. 437 447
- 13) Kostic, Z. G. and S. N. Oka, "Fluid Flow and Heat Transfer with Two Circular Cylinders in Cross Flow", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15, 1972, pp. 279 299
- 14) Knisely, C. W. and H. Nakagawa, "Delay Time Model for Tandem Cylinder Vibration", 第32回水理講演会論文集、1988年、pp. 559 - 564
- 15) 白石成人、松本 勝、白土博通、"風の乱れに起因する構造物の非定常空力特性に関する基礎的研究"、土木学会論文報告集、第328号、1982年、pp. 19 30

- 16) Scanlan, R. H. and J. J. Tomko, "Airfoil and Bridge Deck Flutter Derivatives", Transactions of the ASCE, EM6, 1971, pp. 1717 1737
- 17) Halfman, R. L., "Experimental Aerodynamic Derivatives of a Sinusoidally Oscillating Airfoil in Two-Dimensional Flow", NACA Report, No. 1108, 1952, pp. 1101 1144 7) H. P. Ruscheweyh 1983
- 18) 船川正哉、石松隆和、公門敬治、枝国公明、"円柱群の流力弾性不安定振動の励振機構"、日本機械学会講演会前刷、論文No. 85-0053A、昭和60年、pp. 1 6
- 19) Tanaka, H. and S. Takahara, "Fluid Elastic Vibration of Tube Array in Cross Flow", Journal of Sound and Vibration, vol. 77(1), 1981, pp. 19 37
- 20) Fung, Y. C. "An Introduction to the Theory of Aeroelasticity", John Wiley & Sons, 1955
- 21) Shiraishi, N., M. Matsumoto and H. Shirato, "On Unsteady Pressure Distribution of Rectangular Prisms in State of Flutter Oscillation", Proceeding of Asia Pacific Symposium on Wind Engineering, 1985, pp. 173 180
- 22) 白石成人、松本 勝、白土博通、油谷康弘、目見田 哲、"超長大橋梁断面の連成フラッタ特性"、京都大学防災研究所年報、第29号B-1、昭和61年、pp. 197 210
- 23) 岡島 厚、"種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ"、日本風工学会誌、第17号、1983年、pp. 1 20
- 24) Knisely, C. W., "On the Role of Shear Layer Instability in Vortex Shedding from Bluff Bodies", 日本風工学会誌、第33号、1987年、pp. 9 43
- 25) Ota, T and M. Itasaka, "A Separated and Reattached Flow on a Blunt Flat Plate", Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, 1976, pp. 79 86
- 26) Farquharson, F. B., "Aerodynamic Stability of Suspension Bridges with Special Reference to the Tacoma Narrows Bridge", Bull. of Univ. Washington Eng., Exp. Station, No. 116, Part 1, 1949, pp. 33
- 27) Steinman, D. B., "Aerodynamic Theory of Bridge Oscillations", Transactions of the ASCE, vol. 115, 1950, pp. 1180
- 28) Carr, L. W., K. W. McAlister and W. J. McCroskey, "Analysis of the Development of Dynamic Stall Based on Oscillatory Airfoil Experiments" NASA TN D-8382, 1977
- 29) Farquharson, F. B., "Aerodynamic Stability of Suspension Bridges with Special Reference to the Tacoma Narrows Bridge", Bull. of Univ. Washington Eng., Exp. Station, No. 116, Part 1, 1949, pp. 60

- 30) 土木学会・本州四国連絡橋公団耐風研究小委員会、“本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書”、昭和61年 3月
- 31) Kryloff, N. and N. Bogoliuboff, "Introduction to Non-Linear Mechanics", Analysis of Mathematical Studies, No.11, 1947
- 32) Simpson, A., "An Algorithm for Autonomous Non-linear Dynamical Equations", the Aeronautical Quarterly, 1977, pp.211 - 234
- 33) Stoker, J. J., "Nonlinear Vibrations", Interscience Publishers, 1950

第4章 複数角状構造物の空力特性

4. 1 概 説

近接配置により、互いに他の影響を強く受けるような状況におかれている角状の構造物も、前章で扱った円柱状構造物と同様に我々の周囲でごく普通にみるものである。例えば、高層ビル群がその一例であろう。ビル群の風況に関しては、現地での実観測、及び風洞実験などが行われ、上空の風との相関や、ビル周囲の流れの様子などが次第に明らかにされつつある。とりわけ都市部では、高層ビルが互いに接するように立ち並ぶため、ビル周囲の風の流れが複雑なものとなり、ビル群が建つ前の風環境を大きく変えてしまう場合がある。建物周辺に局所的に強風領域が形成されるいわゆるビル風の問題も、隣接構造物があるために、構造物間を流れる気流が著しく増速される等、近接物体の影響が少なからず関与しているものと考えられる。

また、他のビルの後流域内に入ったときのバフエッティング振動も、柔構造のビルや、あるいは外装材の設計上問題となる場合があり、構造物の高層化、大規模化にともなって近年この方面の研究も多く行われている。

他の例としては、既存の橋梁に並行して別の橋梁が新たに架設されるときに生じる“並列橋”の問題を挙げることができる。（この中には、構造的に独立な複数の桁からなるひとつの橋梁の空力特性評価の問題も含まれるであろう。）上流側に位置する橋梁により気流が歪められ、橋梁間距離が比較的接近しているときには下流側橋梁の空力特性が大きく影響をうける場合がある。このようなときには、当初一様な風の作用を想定して耐風設計が行われ、備えるべき安全性が確保されていた橋梁であっても、新たに架設される橋梁のためにその耐風安定性が変わることが予想される。

わが国の撫養橋—小鳴門橋に関する一連の風洞試験¹⁾や、twin deck の橋梁の耐風性^{2)～5)}等、並列橋に関する研究も内外でいくつか報告されている。なお、並列橋に関する研究は、上流側橋梁の存在による耐風性の劣化を懸念した実験的研究が多い。しかし文献6)に示す twin bridge に関する研究のように、構造的に全く等しい2つの吊橋を、全体の構造特性には影響を及ぼさない程度に連結することにより、逆に耐風安定性の向上をねらっているものもある。

さらに複数角状構造物の他の代表例は、吊橋、斜張橋などの長径間橋梁に見られる主塔であろう。長大橋梁の主塔は吊橋では2本の主柱を水平材やトラス材で連結した形式がその大半であるのに対し、斜張橋では、2本主柱、1本主柱に加えて、A型、逆Y型など様々な形態をとっている。

わが国の本州四国連絡橋などの長大吊橋では、橋梁主塔の規模も大きく、建設中の明石海峡大橋では、主塔高さが約300mにも達している。このような橋梁主塔は、独立塔として架設中の一定期間気流にさらされる。普通、主塔の耐風性は、このとき最も風に対して敏感となるため、作業性の確保や、振動による主塔自身の損傷などを避けるために、塔の振動を監視すると共に、暫定的な制振対

策を施すことが多い。

架設中の吊橋主塔の振動例としては、英国の Forth 道路橋主塔が橋梁架設中に塔頂振幅約 1 m の振動を生じた例が知られている。この振動により、塔柱継手部に損傷をきたし、スライディングブロック式の制振対策がとられた。⁷⁾

また、わが国では、因島大橋主塔 (3 P) で制振装置 (スライディングブロック式) の効果確認のための現地観測中、制振装置を設置しないフリー状態で最大塔頂片振幅 77 cm が観測されている。⁸⁾

大鳴門橋主塔 (3 P) でも、架設中に塔頂片振幅約 38 cm が観測されている。

⁹⁾ これらの吊橋主塔は、完成後は塔頂部のケーブルにより剛性が増加するため、制振装置は完成後は撤去されるのが普通である。なお、明石海峡大橋の主塔では、文献¹⁰⁾、¹¹⁾に示されるように完成後も主塔の空力振動発生が懸念される。従って、このような大規模主塔では、完成後の制振・防振対策も必要であろう。これに対し、斜張橋の主塔 (パイロン) はその形状の多様性と共に、とくに 1 本主塔の場合には、ケーブルによる塔の剛性増加が吊橋ほどには期待できないことから、架設時のみならず、完成後の耐風性確保を目的とした制振対策を構じる場合が少なくない。わが国の斜張橋パイロンの制振対策例では、名港西大橋の tuned mass damper¹²⁾、葛飾ハーブ橋の導流板¹³⁾、東神戸大橋の隅切り付き主柱断面¹⁴⁾等が知られている。

以上、近接角状構造物の空力特性が問題となる例は様々であるが、とくに空力振動現象に問題を絞った場合、以下の諸現象が複数角状構造物に発生する可能性がある。

- ・渦励振

- ・バフエッティング

- ・フラッタ (ギャロッピング、連成フラッタなど)

本研究で対象とする渦励振は、比較的低風速で発生するものであることから、構造物の完成後はもちろん架設時においてもその発生の可能性は他の空力振動に比べて高いといえる。また、単独物体でも渦励振は生じるが、複数物体の近接配置によって流れの状況が変わるために、単独物体の特性が大きく変化することが予想される。

本研究では、まず複数角状構造物の基本的な渦励振応答特性を調べるために、2 本の角柱の同相、逆相曲げ振動に着目する。角柱の断面比、2 角柱の距離、気流の入射角度などを変え、応答に及ぼす影響を検討する。ついで橋梁主塔を対象に、渦励振の空力的制振対策について、実験を通じて考察する。

最後に、以上の結果をもとに複数構造物の渦励振特性を総括し、今後の構造物の耐風安定性確保の問題に一助をなそうとするものである。

4. 2 2本角柱の空力応答特性^{15),16)}

本節では2本の角柱に生じる同相、及び逆相の曲げ渦励振について、その応答特性と角柱の空間配置、断面形状、気流入射角度などの影響について考察する。後述のように、本研究で用いる2次元模型は2本の角柱を端板により剛結した構造である。このため、逆相曲げ振動は厳密には2本の角柱の midpoint を中心とした捩れ振動を指している。以下の各実験は模型をたわみ、捩れの2自由度にバネ支持した状態で行われたものである。

なお、本研究における角柱間隔とは上流側角柱の前面より、下流側角柱の背面までの距離（外面間隔、 L ）を角柱の見附幅（ D ）で除したものを指す。

本研究で使用した2次元模型（Model TA, TB, TC）の断面形状を図4-1に示す。また、各実験ケースの振動物理量諸元を表4-1に示す。なお、各実験ケースを通じて、固有振動数、減衰特性などをできるだけ同一の値に近づけるようセットしているが、支柱間隔を変化させたことから、とくに質量慣性モーメントを同一値にセットすることが困難であった。このため、後述の振動応答特性に対する検討は、これら振動物理量の差による効果を含まない無次元量（動的空気力係数）を用いている。

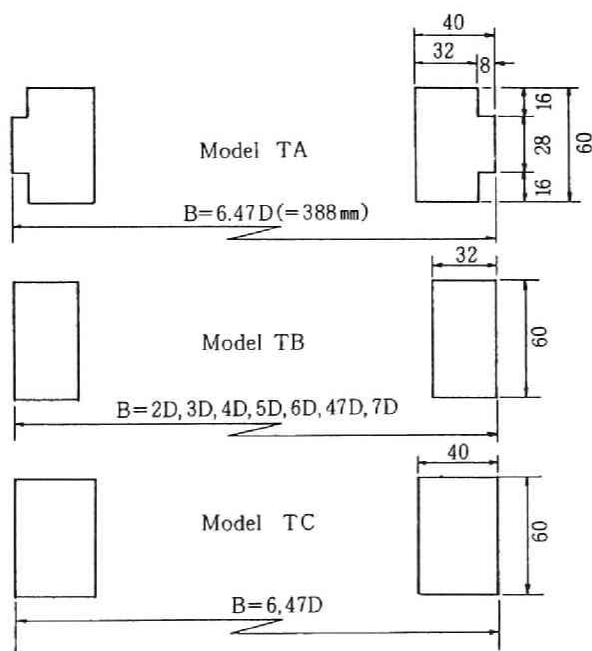


図 4-1 模型断面図

表 4-1 振動物理量諸元

MODEL	TA(B=6.47D)0°	TA(B=6.47D)3°	TA(B=6.47D)5°	TA(B=6.47D)7°	TX(B=6.47D)	TC(B=6.47D)
f_{η} Hz	2.7096	2.7083	2.7119	2.7027	2.6399	2.7022
f_{ϕ} Hz	5.0926	5.0824	5.0795	5.0911	4.8799	4.9363
f_{ϕ} / f_{η}	1.879	1.877	1.873	1.884	1.849	1.827
$\frac{m}{(kg \ sec^2/m^2)}$	0.3565	0.3598	0.3510	0.3739	0.3645	0.4093
$\frac{I}{(kg \ sec^2)}$	0.007710	0.007880	0.007931	0.007735	0.008195	0.007968
(at $2\eta = 20mm$)	0.03940	0.06906	0.03691	0.02476	0.01516	0.02520
(at $2\eta = 15mm$)	0.02795	0.03273	0.02492	0.02187	0.01304	0.02135
(at $2\eta = 10mm$)	0.02137	0.01994	0.01986	0.01861	0.01163	0.01823
(at $2\eta = 5mm$)	0.01908	0.02429	0.01476	0.01679	0.01119	0.01647
(at $2\phi = 0.100rad$)	0.01987	0.01863	0.01782	0.01530	0.02895	0.03200
(at $2\phi = 0.075rad$)	0.01759	0.01789	0.01720	0.01417	0.02636	0.02986
(at $2\phi = 0.050rad$)	0.01605	0.01625	0.01658	0.01399	0.02116	0.02531
(at $2\phi = 0.025rad$)	0.01479	0.01391	0.01527	0.01391	0.01488	0.01528

MODEL	TB(B=7D)	TB(B=6D)	TB(B=5D)	TB(B=4D)	TB(B=3D)	TB(B=2D)
f_{η} Hz	2.6250	2.6275	2.6226	2.6346	2.6418	2.6415
f_{ϕ} Hz	4.8261	4.8898	4.8995	5.0885	5.1471	4.9662
f_{ϕ} / f_{η}	1.839	1.861	1.868	1.931	1.948	1.880
$\frac{m}{(kg \ sec^2/m^2)}$	0.3905	0.3845	0.3893	0.2950	0.3762	0.3770
$\frac{I}{(kg \ sec^2)}$	0.008353	0.007110	0.006083	0.005168	0.004368	0.003888
(at $2\eta = 20mm$)	0.01870	0.01599	0.01257	0.01270	0.01197	0.00967
(at $2\eta = 15mm$)	0.01718	0.01386	0.01102	0.00993	0.01046	0.00954
(at $2\eta = 10mm$)	0.01489	0.01207	0.01021	0.00845	0.00961	0.00650
(at $2\eta = 5mm$)	0.01187	0.01019	0.00706	0.00887	0.00608	0.00759
(at $2\phi = 0.100rad$)	0.02886	0.02771	0.03335	0.03335	0.04251	0.05697
(at $2\phi = 0.075rad$)	0.02587	0.02403	0.02696	0.02905	0.03966	0.04410
(at $2\phi = 0.050rad$)	0.02183	0.02160	0.02033	0.02807	0.03706	0.03512
(at $2\phi = 0.025rad$)	0.01442	0.01607	0.01430	0.02315	0.02808	0.02445

表 4-2 動的空氣力係數

MODEL	\tilde{C}_L $2\eta_{max} \cdot m \cdot \delta \eta / V_{cr}^2 D$	\tilde{C}_H $2\phi_{max} \cdot I \cdot \delta \phi / V_{cr}^2$
TA(B=6.47D)0°	3.977×10^{-5}	9.673×10^{-7} 1.606×10^{-7}
TA(B=6.47D)3°	3.105×10^{-5}	1.042×10^{-7} 1.266×10^{-7}
TA(B=6.47D)5°	3.785×10^{-5}	4.443×10^{-7} 1.274×10^{-7}
TA(B=6.47D)7°	4.438×10^{-5}	3.284×10^{-7} 9.759×10^{-8}
TB(B=7D)	3.663×10^{-5}	1.257×10^{-6} 4.385×10^{-8}
TB(B=6.47D)	5.887×10^{-5}	1.255×10^{-6} 3.867×10^{-8}
TB(B=6D)	5.702×10^{-5}	1.015×10^{-6} 4.458×10^{-8}
TB(B=5D)	7.585×10^{-5}	9.730×10^{-7} 2.505×10^{-7}
TB(B=4D)	5.179×10^{-5}	2.708×10^{-7}
TB(B=3D)	2.505×10^{-5}	1.350×10^{-7}
TB(B=2D)	2.868×10^{-5} 1.510×10^{-5}	1.903×10^{-7}
TC(B=6.47D)	1.258×10^{-4}	1.143×10^{-6} 4.382×10^{-7}

〔基本的応答特性〕

風向による応答変化

本研究では、風向を直列配置の状態（偏角 $\beta = 0^\circ$ ）、および $\beta = 3^\circ$ 、 5° 、 7° の各値にセットし、振動応答の変化を調べた。角柱間隔は本州四国連絡橋の大鳴門橋主塔の70%高さにおける断面を想定し、 $L/D = 6.47$ とした。図4-2に風向をパラメータとする振動応答を示す。

これより、たわみ振動では1つ、捩れ振動では2つの応答ピークが発生している。各振動発生風速域はたわみ、捩れ振動モード共に風向によらずほぼ一定である。一方、たわみ振動では表4-2に示す動的空気力係数が風向によらず余り変化しないのに対し、捩れ振動では $\beta = 0^\circ$ （直列配置）より傾くにしたが小さくなっている。従って、斜め方向からの気流はとくに捩れ振動を安定化させる効果を持つことがわかる。

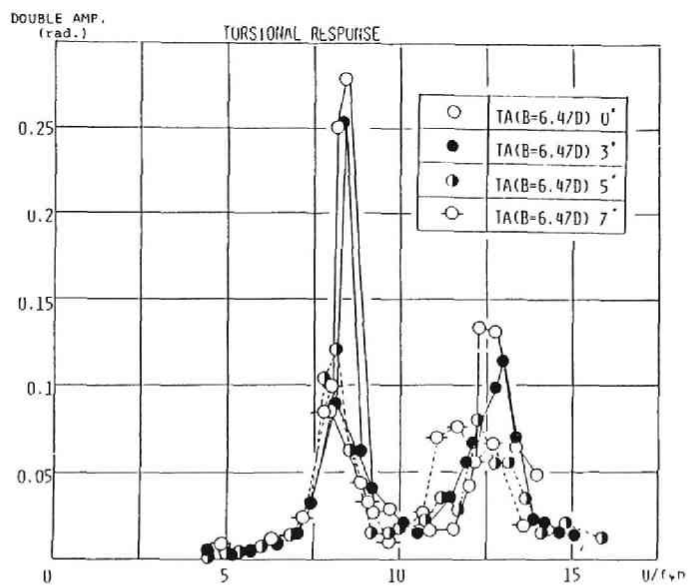
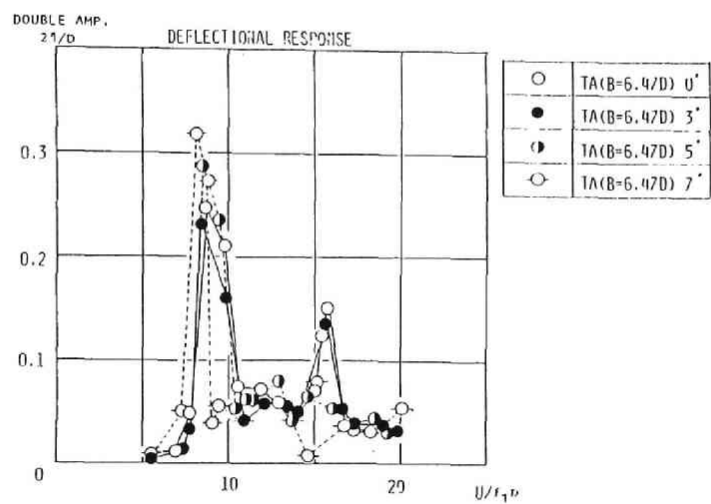


図 4-2 風向による応答特性の変化

角柱の断面形状による応答変化

本研究では先の図 4-1 に示したように、角柱断面形状を 3 種類に変化させ、その応答変化特性を調べた。角柱間隔 L/D は 6.47 としている。図 4-3 に振動応答図を示す。

たわみ振動については、TC 断面（角柱の断面比 $B/D = 0.66$ ）の動的空気力係数が最大であり、以下、TB（角柱断面比 0.53）、TA の順に小さくなっている。TA 断面は、TC 断面の隅角部（2 角柱外側）に隅切りを施したものであり、塔状構造物のたわみ振動の安定化対策としてその有効性が知られている。

これに対し、捩れ振動では、とくに高風速側の応答ピークにおいて、形状変化による応答の違いが顕著に現れており、TC 断面が最も発振風速が低く、振動発生風速域が広範囲にわたっており、かつ振幅も大きい。さらに TA 断面がこれに次いで振幅が大きく、TB 断面では上の 2 者に比べ、振動振幅はかなり低下している。また、捩れ振動の低風速側のピークについては発振風速域の明確な差は 3 者の間に認められないものの、動的空気力係数を比較すれば、TB 断面が最も大きく、TC 断面がこれに次いでいる。

従って、全体的にはたわみ振動と同様に TC 断面が空力的に最も不安定であるが、断面の隅切りに関しては、たわみ振動ほどには効果が現れていないと言える。

なお、捩れの低風速側の応答ピークは TC 断面がむしろ小さく空力的に安定化しており、全体の空力安定性に対する角柱の断面比の効果は個々の渦励振特性によって異なることが知られる。

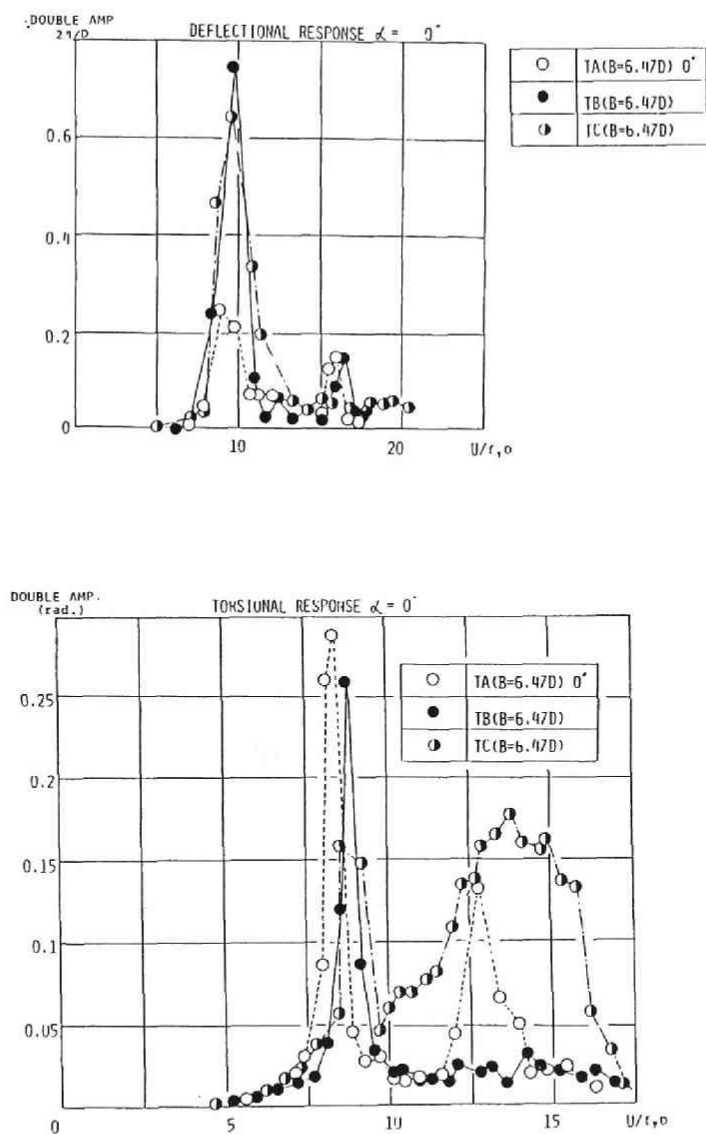


図 4-3 角柱断面比による応答特性の変化

角柱間隔による応答変化

図4-4にはTB断面を対象に角柱間隔 (L/D) を2～7に変化させた場合の応答図を示す。

たわみ振動に関しては、応答ピークを示す風速値が、主柱間隔によらずほぼ一定している。この風速はまた、TB単独柱の共振風速 ($V_r = 1/St$) にほぼ対応している。一方、角柱間隔 $L/D = 2$ を除けば、動的空気力係数は角柱間隔の増加に従い低下し、空力的に安定化する傾向にある。

捩れ振動に関しては、角柱間隔が比較的大きな $L/D = 6$ および 7 では先の $L/D = 6$ 、 4 、 7 と同様に、高風速側の振動振幅が低風速側に比べてかなり小さい。また、 $L/D = 2$ 、 3 および 4 では応答ピークが1つのみであるのに対し、 $L/D = 5$ 、 6 、 7 では2つへ変化している。

図4-5には捩れ振動の応答ピークが1から2へ変化する $L/D = 4$ から 5 の間をさらに細かく変化させ、それぞれの振動応答を示したものである。図より、 $L/D = 4$ では $V_r = 9 \sim 11$ 付近で応答が生じているが、 $L/D = 4.25$ としたときには、 $V_r = 8$ 付近でピークが生じた後、 $V_r = 11$ 付近で再びピークが生じている。とくに低風速側の応答は、振動を持続させるためにある程度の初期振幅を必要としている。角柱間隔をさらに大きく L/D を 4.5 以上としたときには、いずれも $L/D = 4.25$ と同様の風速域で2つの応答ピークが発生している。この角柱間隔の境界値 $L/D = 4.25$ は、角柱の中心間隔であらわせれば $L/D = B/D = 3.72$ となり、2本円柱の場合の臨界中心間隔にきわめて近い値に相当する。すなわち、円柱の場合と同様にこの角柱間隔 $L/D = 4.25$ を境として下流側角柱からも渦放出がはじまるものと考えられる。

さらに、図4-6に示すように下流側角柱の前面圧 (gap pressure) が $L/D = 4.5$ 前後で負圧から静圧へ転じることや、図4-7に示す2本角柱のストロハル数が $L/D = 4.25$ で最小値を示していることなども、この特性を裏付けるものといえる。

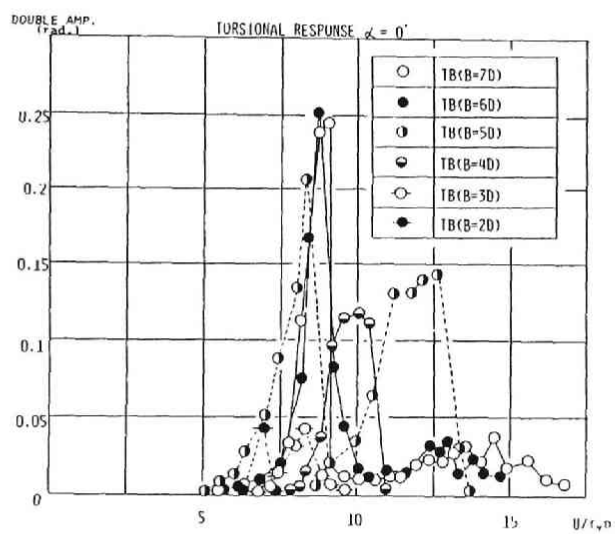
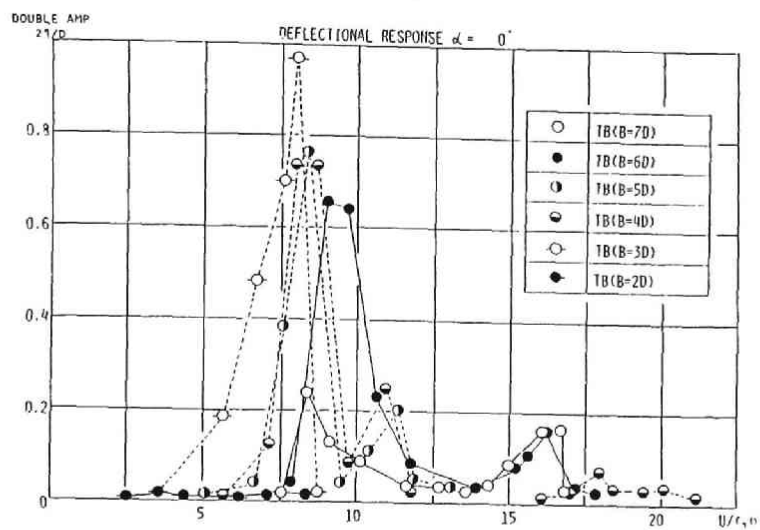


図 4-4 角柱間隔による応答特性の変化

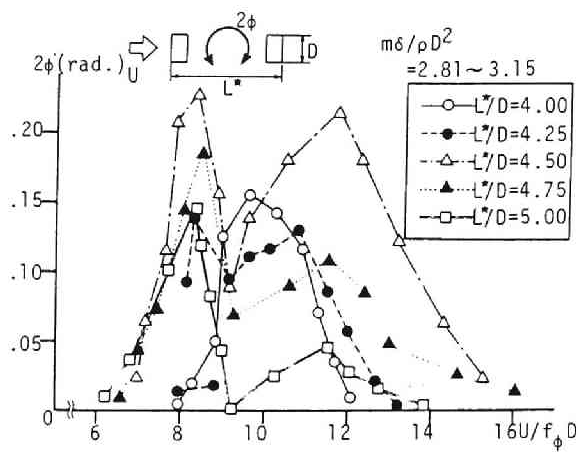


図 4-5 角柱間隔による捩れ振動応答の変化

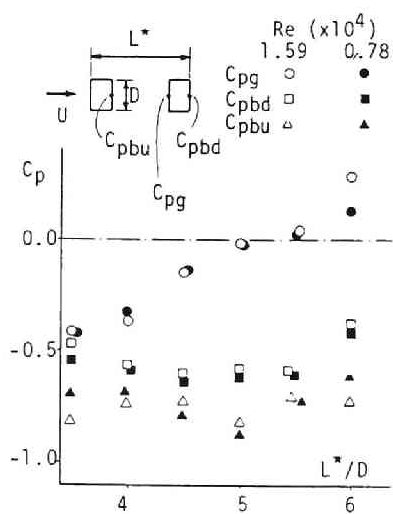


図 4-6 角柱間隔による定常圧力の変化

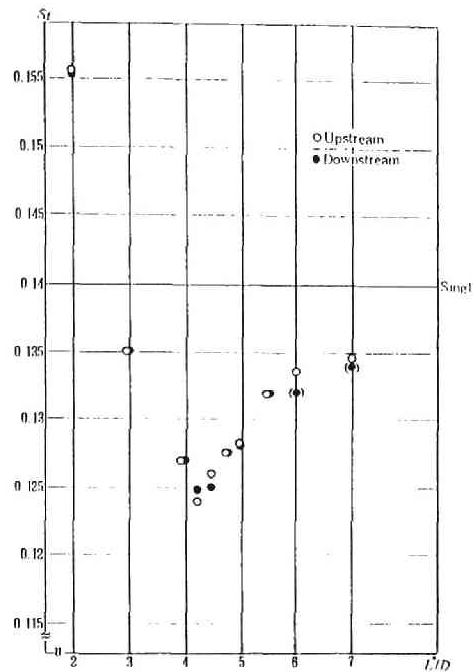


図 4-7 角柱間隔によるストロハル数の変化

なお、文献17)に報告されている断面比0.6の直列2本角柱の空力特性によれば、純間隔 S/D ($S/D \equiv L/D - 2B/D$) 約3.2でストロハル数の極小値が現れ、同時に下流側角柱の抗力が負から正へジャンプすることから、この間隔を臨界間隔とし、これ以上に2角柱が離れたとき下流側角柱は上流側角柱の後流域の外へ出、2角柱個々に渦放出が始まるものと結論している。臨界間隔 (S/H)_{cr}は角柱間隔 $L/D = 4.4$ に相当し、本研究で用いた角柱の臨界間隔ときわめて近い値を示している。

また、文献18)には2本円柱の渦励振特性についての研究成果が報告されている。円柱は下流側のみ弾性支持(気流直角方向)とし、その応答特性を円柱間隔ごとに次のように分類している。ここで記号 S/D は2円柱の純間隔 ($S/D = L/D - 2$)を表す。

$S/D > 5$ — 2つの渦励振応答発生

1つは上流側円柱のカルマン渦による励振 ($St = 0.2$)

もう一つは下流側円柱より発生する渦による励振 ($St < 0.2$)

$3 < S/D < 5$

— 1つの応答ピークのみ発生

上流側円柱ウェイクによる強制振動

$S/D < 3$ — 1つの渦励振応答のみ発生

2本柱が一体となったストロハル数に発振風速が一致

応答発生パターンの一つの境界である $S/D = 3$ は、直列2本円柱の臨界中心間

隔 $3.8D$ にほぼ対応し、これ以下の間隔では 2 円柱が一体となって渦放出が行われることを反映するものと考えられる。またこの研究では、とくに $3 < S/D < 5$ の円柱間隔で発生する振動を渦励振ではなく、上流側円柱の後流による一種の強制振動としている点が特徴的である。これは臨界間隔よりわずかに大きく、下流側円柱からも独自の渦放出が始まる領域であるが、lock-in（渦放出周波数と物体の振動数との同期）が発生しない理由等については明らかにされていない。

図 4-8 は振れ振動中の下流側角柱の非定常圧力パワースペクトルを示したものである。応答ピークが 1 つであった $L/D = 4$ の場合には、固有振動数に圧力変動のパワーの大部分が集中しており、ストロハル数成分と固有振動数成分が完全に一致している状態が現れている。従って、この振動は断面のストロハル数によって決定されるカルマン渦励振型の振動と判断される。

また、 $L/D \geq 4.25$ の低風速側応答ピークでも同様の同期が認められ、この振動もさきの $L/D = 4$ と同タイプの渦励振とみなすことができる。

これに対し、 $L/D \geq 4.25$ の高風速側の応答ピークにおけるスペクトルは、固有振動数成分とストロハル数成分とが明らかに一致しておらず、渦励振の発生機構は断面のストロハル数とは無関係であることを示している。

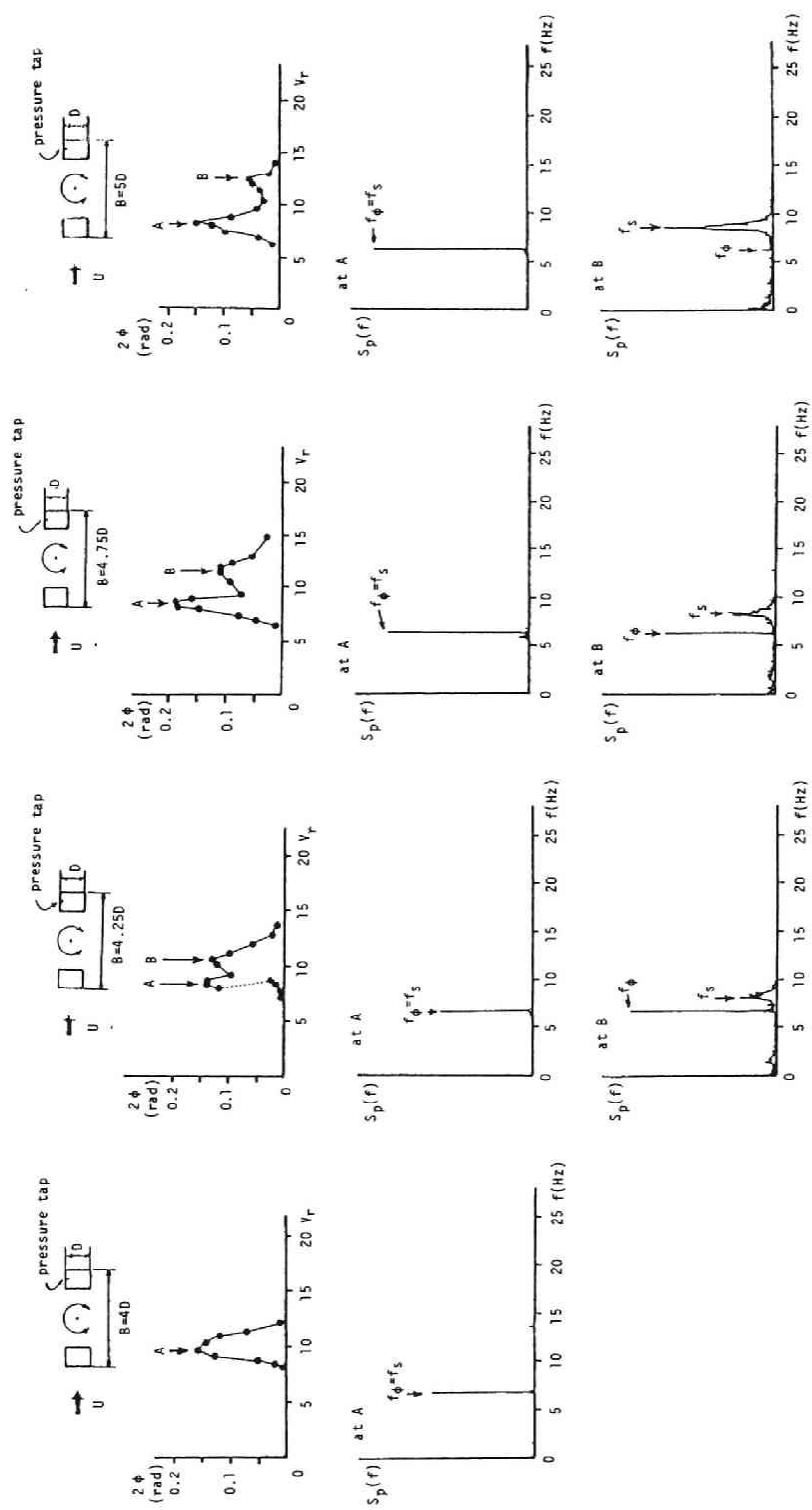


図 4-8 振動中の 2 本角柱の非定常圧力パワースペクトル

図4-9には本研究で得られたデータと共に、従来報告されている吊橋主塔などの2本柱の渦励振応答図をもとに、渦励振発現開始風速を角柱間隔を横軸にプロットしたものである。これより開始風速は角柱間隔に比例する形で増加しており、movement excitation typeの渦励振（文献19）など）のように、物体の振動により発生した剥離渦による励振と同様の機構がうかがえる。すなわち、写真4-1に示すように、角柱側面の剥離せん断層が物体振動による刺激を受ける結果、剥離渦が振動に同期した形で生成・放出される。（このような剥離せん断層の不安定性増幅効果（shear layer instability）に関しては、文献20）などの研究が報告されている）この剥離渦は、ある流下速度で下流へ移動し、やがて下流側角柱へ到達する。この渦と下流側角柱で別に生成される剥離渦とが同調することにより、より安定な渦となって後流へ放出される渦はより安定なものとなる。高風速側の振れ渦励振については、このようなmovement excitation typeの渦励振と類似の発生機構であるものと推察される。また、図中角柱間隔が3付近の断面も movement excitation type に近い発現風速を示しているが、このような臨界間隔以下の断面では角柱間の流れが図4-10に示すような凹断面内の自由せん断流れとみなすことも可能であり、剥離せん断層に及ぼす両角柱の干渉効果（flow impingement, upstream influence）（文献21）が振動応答へある程度寄与しているものと推察される。

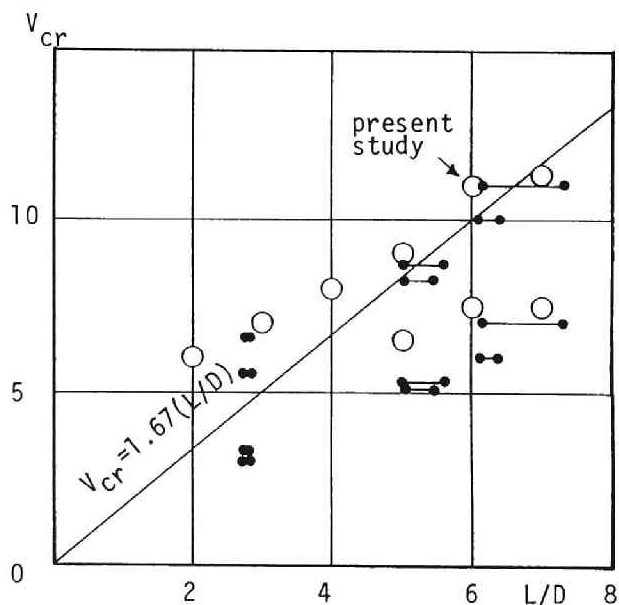


図 4-9 角柱間隔と渦励振発現風速との関係

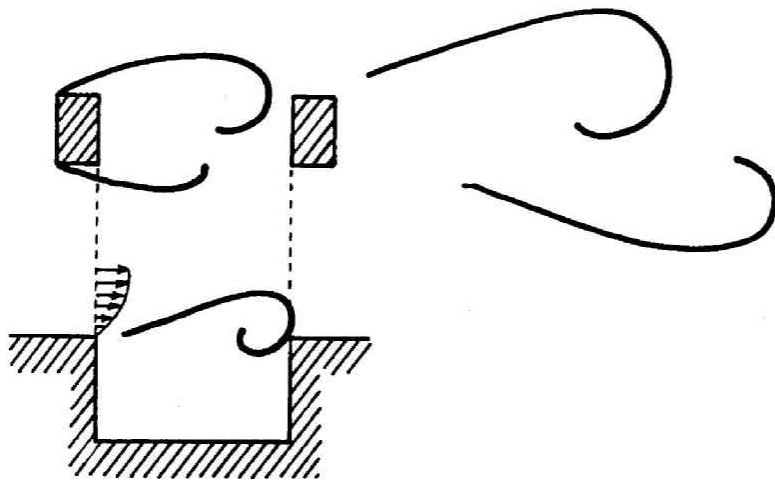
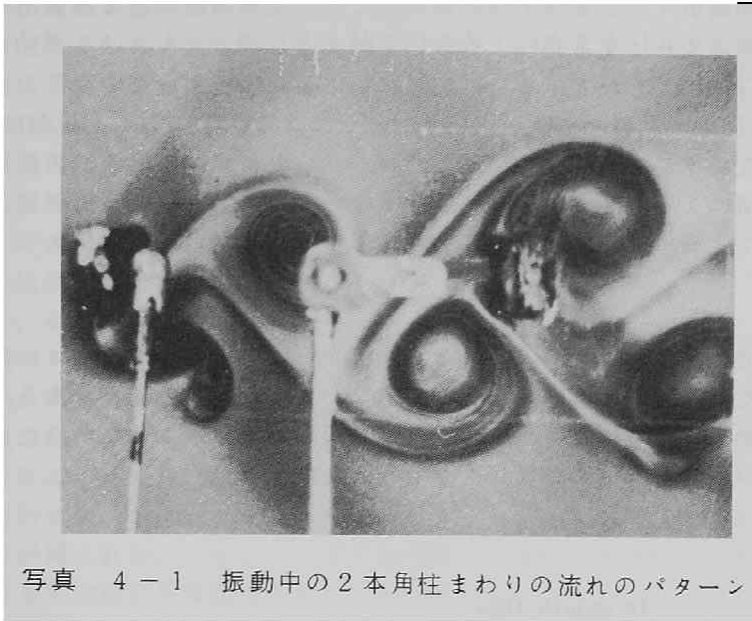


図 4-10 臨界間隔以下の2本角柱間の流れ

なお、角柱間隔が4.25以上の2本角柱では下流側角柱からも渦放出が行われるため、周囲の流れは交番渦による強い変動を含む接近流をうける単独角柱に等しいものとみなすことができる。文献20)によれば断面比が1以下のきわめて bluff な断面では剥離せん断層への外的刺激による効果は弱く、断面後流のカルマン渦の特性が卓越することが示されている。従って、高風速側の捩れ渦励振は、物体後流による下流側角柱の剥離せん断層への刺激と考えるよりは、むしろ上述のような上流、下流個々の角柱から発生する剥離渦の同期と捉えることができる。

なお、本研究では捩れ振動のみに2つの応答ピークが生じたが、図4-11に示すように、たわみ振動でも同様な2つの応答ピークを生じる場合もある。上記のような渦励振発生機構を考慮すれば、臨界間隔以上の2本角柱ではたわみ、捩れともに2つの応答ピークが現れるものと考えられる。

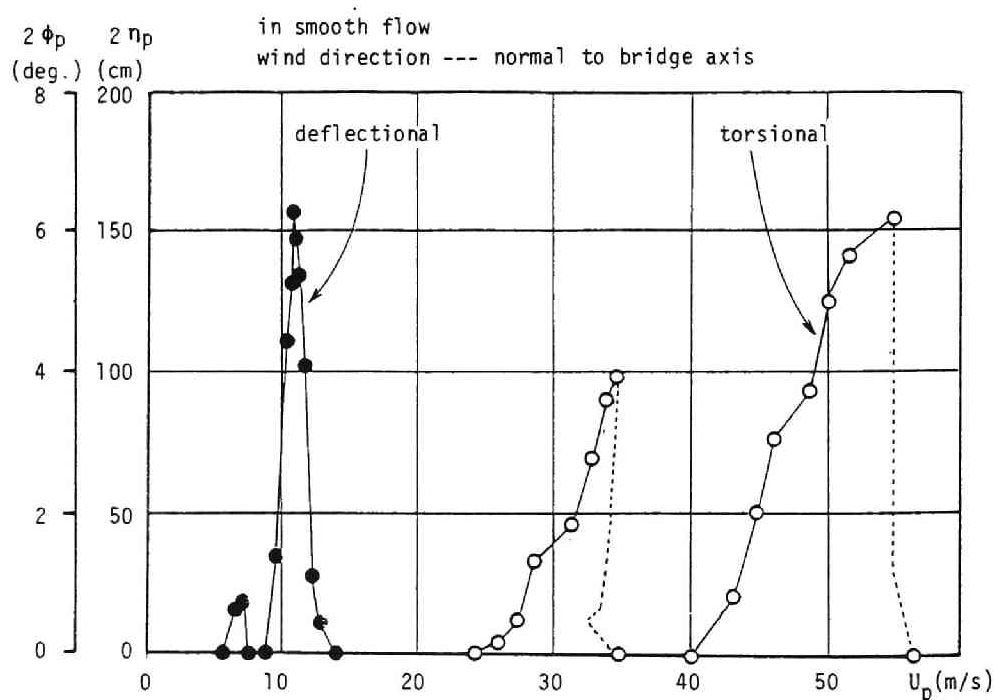


図 4-11 主塔の渦励振応答特性の一例（昭和56年度 土木学会・本州四国連絡橋公団耐風研究小委員会調査研究報告書²²⁾）

これらの一連の実験結果より、2本角柱の渦励振特性は次のように述べることができる。

- 1) 直列2本角柱の渦励振応答は、角柱間隔に依存する。すなわち、臨界間隔 ($L/D = 4.25$) 以下では、応答ピークは1つであるのに対し、これ以上の間隔では、2つの風速域で振動が発生する。
- 2) 臨界間隔以下の渦励振は2本角柱のストロハル数により共振風速が支配される。これに対し、臨界間隔以上の角柱に生じる渦励振のうち、低風速側のものは単独角柱のストロハル数による。
また、高風速側の渦励振は、物体の振動により2角柱から個々に発生する剥離渦の一体化がその発生機構と推定される。
なお、本研究で行われた実験結果からは、臨界間隔以上の断面で2つの応答が生じたのは振れ振動のみであったが、吊橋主塔など他の多くの実験データを見れば、たわみ振動でも本質的に2つの応答が生じるものと判断される。
- 3) 断面形状や、気流の入射角度による応答の変化は、たわみと振れとで異なる特性が得られた。ただし、2角柱が直列状態 (入射角度 $\beta = 0^\circ$) のときに最も空力的に不安定となることが明かとなった。

4. 3 空力安定化対策

本節では、前節までの成果を踏まえ、長大吊橋・斜張橋などの主塔の空力特性をいくつかの実例を対象に調査すると共に、その防振・制振対策に関する検討を試みるものである。

主塔の空力振動特性は従来の研究成果から、その形状によって概ね次のように分類されよう。

1) 渦励振・・・2本柱型主塔では、独立時に橋軸直角方向の風的作用によって、主塔面外方向に振動する例が多い。橋梁完成時には主ケーブルが塔頂に張られるため、塔の等価剛性や等価質量が増加し、風による振動は問題にならなくなる場合が多い。しかし、わが国の明石海峡大橋のように塔高が非常に高い大規模主塔になると、前述のように完成後であっても基部及び塔頂部を支点とする振動が発生する可能性が報告されている。このような大規模橋梁の主塔に対してはその制振対策が従来にも増して重要になる。

近年の斜張橋では主塔の形式の多様化によって、主柱上部に連結材を持たず、2本の主柱がそれぞれ独立に変形し得るものがあり、このような場合には、塔独立時に上述の橋軸直角方向のみならず、橋軸方向の風的作用によって、振動する例もある。完成時においては吊橋主塔と同様に橋軸直角方向の風による振動は問題とならないが、橋軸方向の風に対しては、依然空力振動発生の可能性を備えるという報告もある。（この種の構造形式を持つ橋梁主塔の耐風性に関する実験の一例を後に記す。）

一般に2本柱型の主塔は橋軸に対して斜めに吹くいわゆる斜風の作用に対しては、橋軸直角方向の風に比べ、空力的には安定化することが知られている。これは、2本柱周りの流体パターンが非対称となり、安定な渦励振力の発生が妨げられること、及び主柱単独の渦励振特性が偏角が増すにつれて安定化する（文献23）こと等によるものと考えられる。従って、2本柱型主塔の渦励振対策は橋軸方向もしくは橋軸直角方向の風に対して安定化効果を発揮する方法をとることが重要である。

また、1本柱型主塔は斜張橋に多くみられる形態である。独立時においては橋軸直角方向、及び橋軸方向の風、完成時においては、橋軸方向の風によってそれぞれ主流直角方向へ振動する可能性がある。

以上の主塔各形式の空力振動で、とくに橋軸方向の風による風向直角方向の振動は、主柱の上流、及び下流に張られるケーブルによる接近流の攪乱効果が期待できるにも関わらず、完成時において振動発生の可能性を持つ点で十分な空力安定化対策が要求される。

2) ギャロッピング・・・1本柱、2本柱共に、主柱上部が可撓性に富む構造の場合に設計風速以下で生じる危険性がある。とくに橋軸方向の風により、完成時においても発生する場合がある。また、主柱個々の断面比がある範囲内にあり（ $B/D=0.6\sim 2.8$ ）単独柱ですでにギャロッピングが発生する場合

には、橋軸直角方向の風に対しても発生の可能性を含むものと考えられる。

橋梁主塔は上記のように風の作用によってかなり敏感な応答を示す。風向、風速、乱れ特性、及び風の鉛直分布などの諸特性が振動を生ずるための条件を満足すれば実際に振動を生じる可能性は十分にあるものと考えておく必要がある。このため、主塔架設時のみならず、完成後も恒久的にその効果が期待できるような制振、防振対策の策定は橋の安全性確保の点から必要不可欠の問題と考えられ、多くの実験や解析を基にした対策法が種々考案されている。

主塔のみならず、風に対する構造物の制振対策には、空力的方法と構造力学的方法とに分類される。（文献24）前者は振動を誘発する空気力自身を低減するいわば根本的な制振法と考えられる。しかし、最適な空力的制振装置は対策が施される構造物の形状に大きく依存し、個々にその形状が異なるため、装置の開発やその有効性を確認するためには風洞実験を行うことが現在のところ必須である。また、この種の対策は構造物自身の形状変化を余儀なくされる場合もあり、このような時には構造設計の段階まで遡らなくてはならず、後者の構造力学的方法に頼る場合が少なくない。（構造力学的方法にも装置が大規模であることなどの問題点がいくつか指摘されている。）しかしながら、より精度の高い空力応答の評価式や橋梁架設地点の自然強風環境の評価法に関する研究の進歩と共に、このような現時点における制振対策法に対する設計者の姿勢は、しだいに空力的制振法の重要性にも目が向けられる様になるものと思われる。

ここではまず主塔の制振対策として過去に報告された構造力学的方法を述べ、ついで空力的制振法について実例を2、3挙げながら述べることにする。

構造力学的方法

この種の制振方法は装置の機能によって次の2種類に分類される。

active control・・・振動を検知し、最適なタイミングで振動抑制力を構造系に対して与える制振機構。

passive control・・・構造系にある種の装置を付加させることにより、振動に対して安定となるよう、構造系の質量、剛性または減衰を調節する制振方法。TMDもこの範疇にはいる。

構造力学的方法に分類されるものとして、ケーブル、マス、ダンパー等を組み合わせたもの（スライディングブロック方式、ダンパー重錘式、トラワイヤー方式、等々）が知られており、架設時の長大橋主塔の制振装置としてしばしば用いられる。その他、主塔のみならず桁の制振にも用いられているTMD（Tuned Mass Damper）や、高層建築物への応用が最近研究されている容器内の流体の Sloshing を利用した Damper 等もこの種の制振法のひとつである。

空力的制振対策

この種の制振対策は、前述のような理由から構造力学的制振対策に比べて実施例が少なかったが、近年制振付加装置の開発や耐風性に優れた安定な断面形状に関する研究成果を元に、実際の構造物に適用されるケースも次第に増えているようである。以下にはいくつかの検討例を示す。

・主柱の断面形状変化（隅切り）（文献14）

以下に述べる例は主塔のギャロッピングを制振することを目的に検討されたものである。

東神戸大橋（仮称）は、阪神高速道路湾岸線の道路橋として、神戸市東部の湾岸部に建設中の斜張橋である。（図4-12参照）中央径間 485m、全長 885m のダブルデッキートラス主桁をもち、わが国でも有数のスパン長を誇っている。本橋の主塔は主として美観的な観点から、図に示すように塔高 150m の中段及び下段にそれぞれ水平材が配置されており、主柱上部の約 80m は2主柱が独立した空力的に敏感な構造となっている。

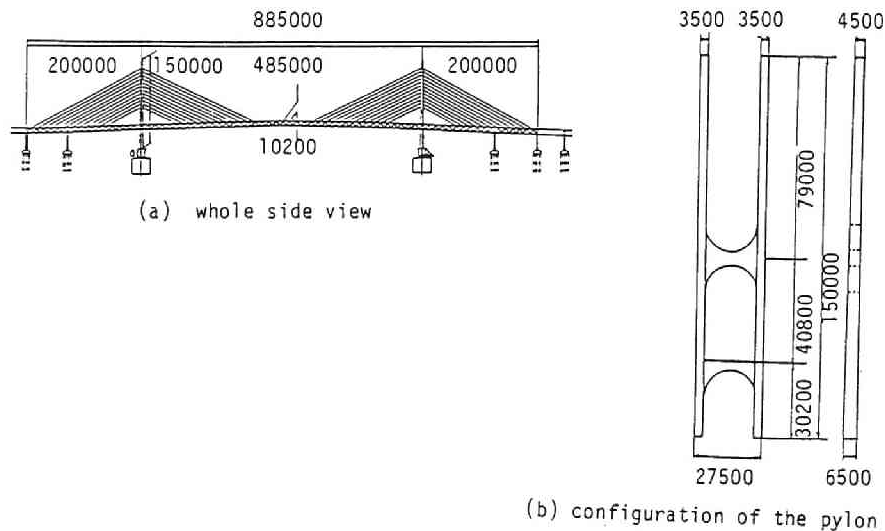


図 4-12 東神戸大橋全体図

このような構造の主塔の耐風性が風洞実験により調査され、図4-13、4-14に示すような応答特性が明かとなった。塔独立時においては、橋軸直角方向の風 ($\beta = 0^\circ$) に対して各モードの振動 (渦励振) が発生し、一方橋軸方向の風 ($\beta = 90^\circ$) に対してはギャロッピング振動の発生が示された。とくに後者の応答は、たとえ橋梁全体が完成後の状態であっても、振動が残る可能性が指摘された。完成系では、ケーブル付設による塔の等価剛性の大幅な増加や、塔の上流に位置するケーブルによる接近流の攪乱効果などが期待できるにもかかわらず、このような振動が残る可能性が見い出されたことから、その耐風性には十分な注意が必要とされる。図中同一風速域で2つの応答振幅がプロットされているのは、2本の主柱が塔面内方向に同相もしくは逆相で振動し、これら2つのモードが同一の風速で双安定であることを示している。また、この振動モードは主塔模型に対する初期攪乱に依存することが明かとなった。文献25)、26) では、このような固有振動数が違いに接近したことによる双安定な応答特性が解析的に取り扱われており、実際の現象の記述に成功している。また塔の対数減衰率が 0.01 の場合にはギャロッピング限界風速が実風速でおよそ 20 m/s と評価された。

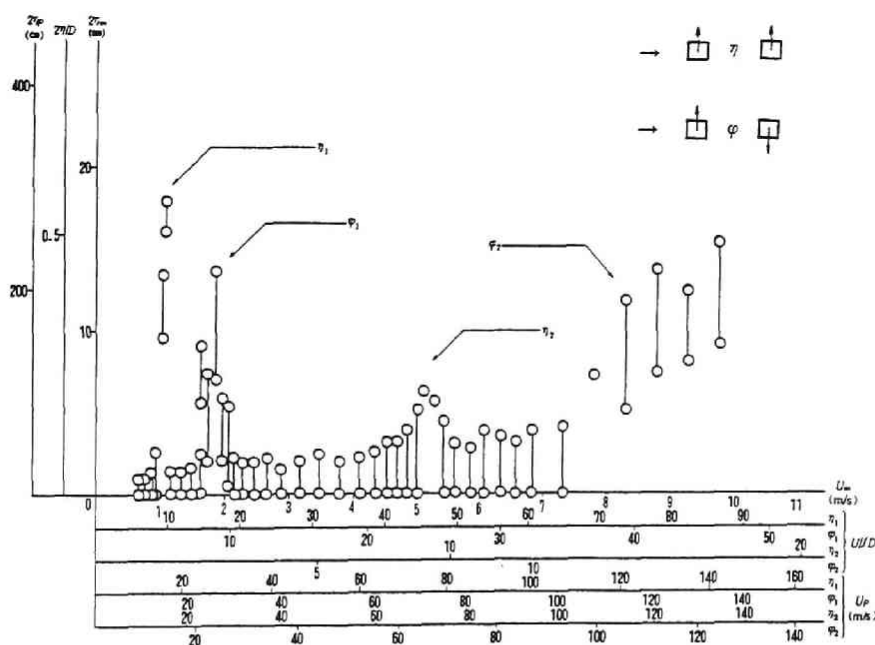


図 4-13 橋軸直角方向の風による応答特性

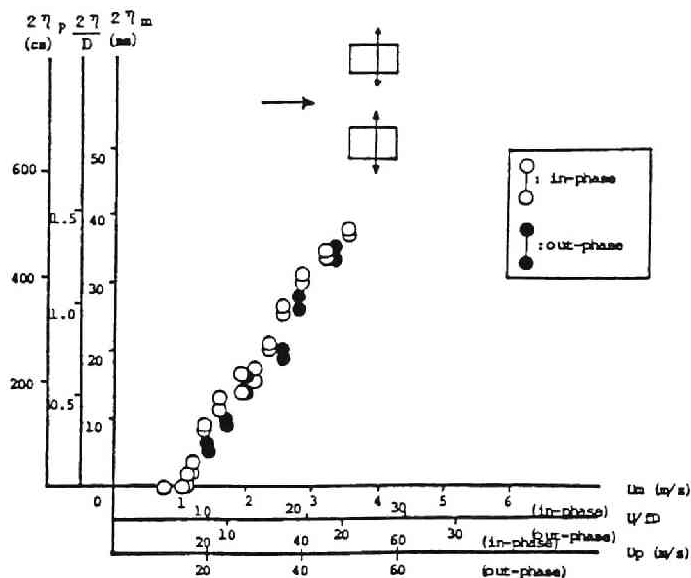


図 4-14 橋軸方向の風による応答特性

このようなことから、当初懸念された制振対策の検討が要求され、風洞実験その他により有効な制振法について調査が行われた。

本研究ではまず基部より塔高の70%高さにおける2次元部分模型を対象に4隅を正方形に切り取り、その切り取りサイズと応答特性との関連を実験的に調査した。

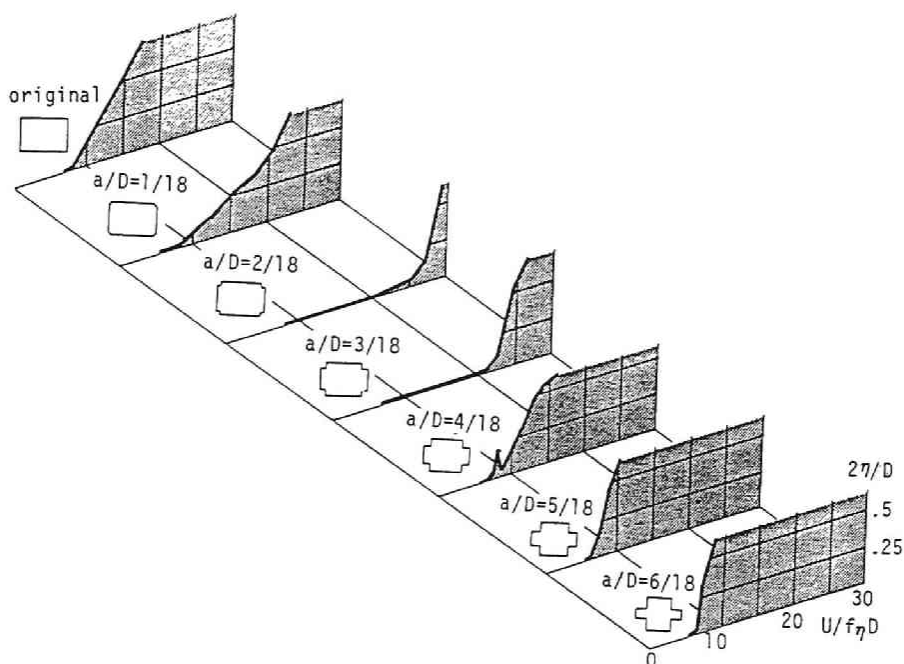
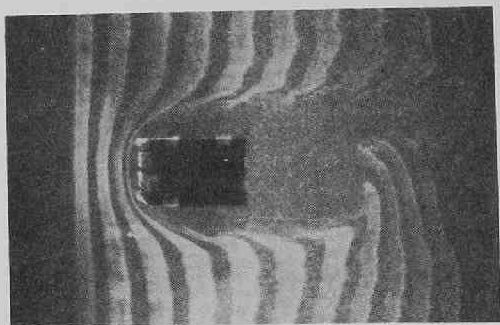


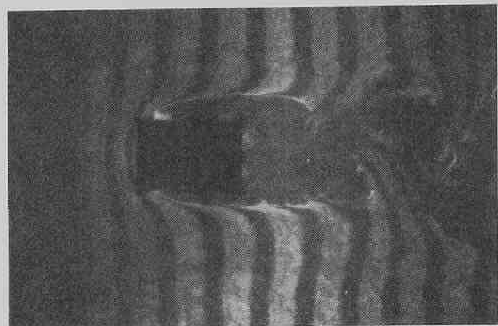
図 4-15 隅切りサイズによる応答変化

図 4-15 に示された実験結果のように断面の見つけ幅 (D) の $1/9$ に相当する隅切りを持つ断面のギャロッピング限界風速が最大であり、空力的に最も安定な応答特性を示した。

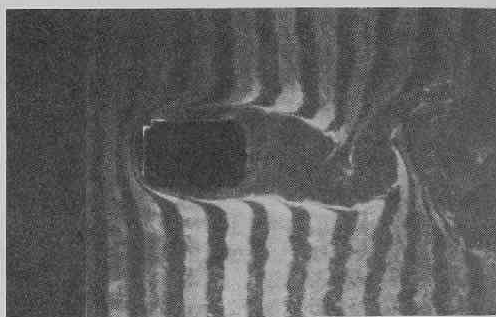
各断面静止時の流れのパターンを写真 4-2 に示す。矩形断面から隅切りサイズを徐々に大きくするに従い、断面前縁部より発生する剥離せん断層が断面側面に近づき、最適隅切りサイズでは最も側面表面に接近し、流れの再付着化の傾向が顕著に現れている。隅切りサイズがさらに大きくなると、隅切りにより新たにつくられた角部からの剥離が支配的となり、再び剥離せん断層は断面側面から遠ざかる傾向を示す。



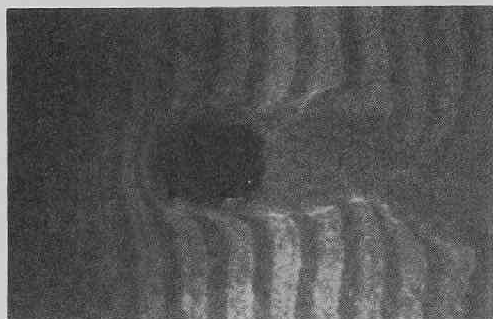
(a) original



(d) $a/D=3/18$



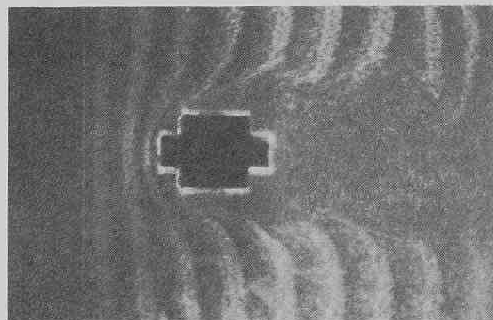
(c) $a/D=2/18$



(b) $a/D=1/18$



(e) $a/D=4/18$



(f) $a/D=5/18$



(g) $a/D=6/18$

写真 4-2 隅切りサイズによる静止断面まわりの
流れのパターン変化

この最適隅切りサイズ a/D は Koenig, Roshko により報告されている円柱等鈍頭物体の抗力係数低減に最も有効な幾何学形状と共通している。²⁷⁾ 彼等は中心軸が流れに平行な円柱の前面に、ある直径の円盤をわずかな隙間をもたせてセットし、種々の隙間間隔及び円盤の直径に対し、円柱に働く抗力の低減効果を実験的に調べると共に、解析的な検討も行っている。図4-16にはその結果を示し、同図中に本研究の隅切りによる空力安定化効果を併せて示すが、共に最も顕著に安定化効果が現れる幾何学形状が共通していることは興味深い。

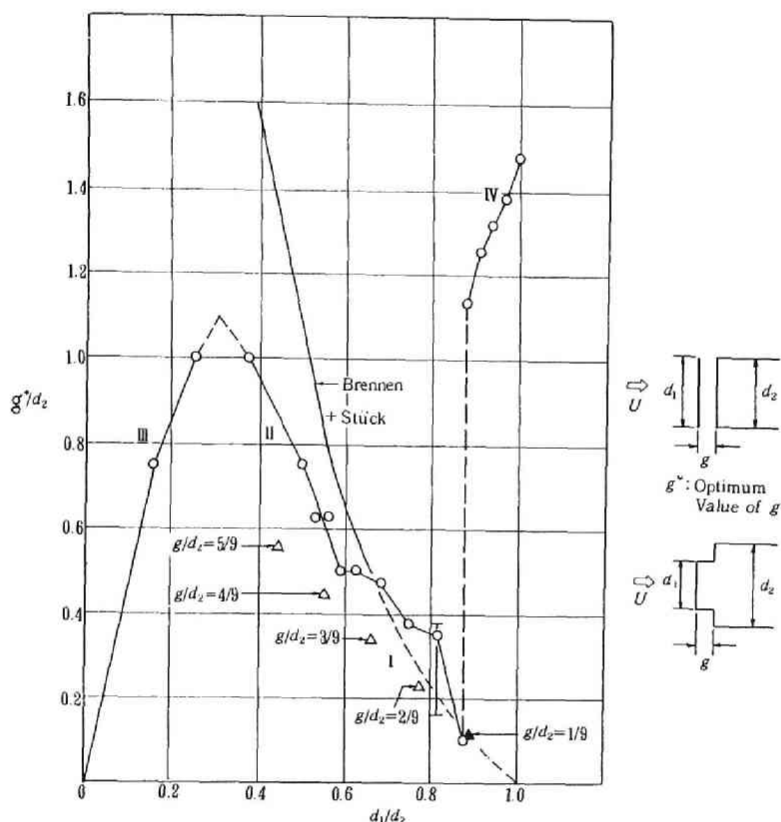


図 4-16 最適隅切りサイズと抗力低減問題との比較
(A. Roshko and K. Koenig²⁸⁾)

円柱の抗力低減問題も、また隅切りによる角柱のギャロッピング安定化問題も断面前縁より生じる剥離を別の角部にちょうど衝突させるかあるいはやや over shoot させる (図4-17 参照) ことによって剥離の強さを抑えている。従って、この種の剥離の制御問題は剥離点近傍の剥離流特性、特に剥離角度や剥離せん断層の曲率に深く関与するものと考えられる。

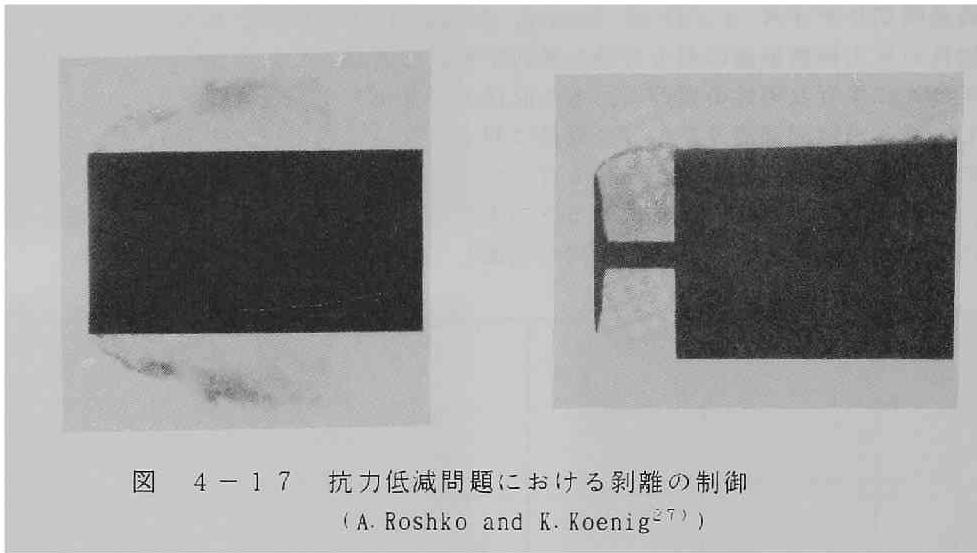


図 4-17 抗力低減問題における剥離の制御
(A. Roshko and K. Koenig²⁷⁾)

上記の2次元角柱の実験結果を実際の斜張橋主塔に適用することを試みた。先に行われた2次元矩形断面の一連の実験は、本主塔の基部より70%における断面($B/D=1.46$)を対象としているが、この断面では断面の見付け幅(D)の約11%程度の大きさが最適であった。この最適サイズの隅切りを本主塔に施した場合の応答特性は図4-18に示すように必ずしも良好な制振効果を発揮していない。一方、図4-19に示すように、主塔(原型)の先端部に斜めのリブを数枚取り付け付けた場合に著しく安定化している事から、この主塔の空力特性は塔頂部近辺の断面に系全体が支配されているものと考えられる。この塔頂部の断面(塔頂部で $B/D=1.29$)に対する最適隅切りサイズは、前述の2次元模型を対象とした実験結果($2/18D$)とは異なる事が当然予想される。すなわち、矩形断面のギャロッピングの制振は、断面前縁より生じる剥離せん断層の断面側面への再付着を促進させるか、あるいは剥離せん断層と断面後縁部との干渉効果を無くすように、断面を完全剥離型に近づけることが有効である。従って、先に述べたように最適隅切りサイズが断面の bluffness ratio に依存する。空力的制振対策として最終的にその有効性が確認されたものを図4-20に示す。主塔の主要な構成部材である2本の主柱が矩形断面であることから、断面の前縁部より発生する剥離を抑え、再付着化を促進する効果を与えるために、断面前面及び背面に断面の見つけ幅よりやや幅の狭い“コ”の字型プレートを図のように取り付け、断面の辺長比を大きくし、偏平化させると共に、最適サイズにほぼ一致する隅切りをもたせた形状を与えている。

本主塔の幾何学形状、及び風向から判断し、ギャロッピング振動は基本的には主柱個々の空力特性によるものと考えられるが、本研究でその制振効果が明らかにされた隅切りによる剥離の制御は、今後間隔がより狭く両主柱の干渉効果が応答の発生機構に大きな影響を及ぼす断面に対しても有効であるものと考えられる。

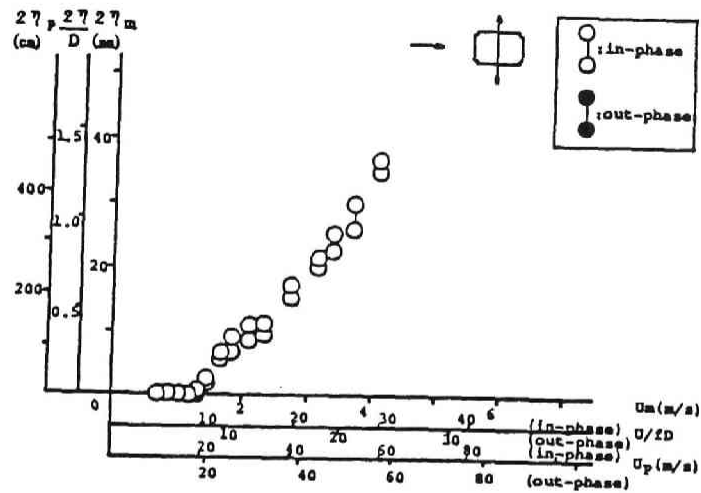


図 4-18 主塔の制振対策 (第1案)

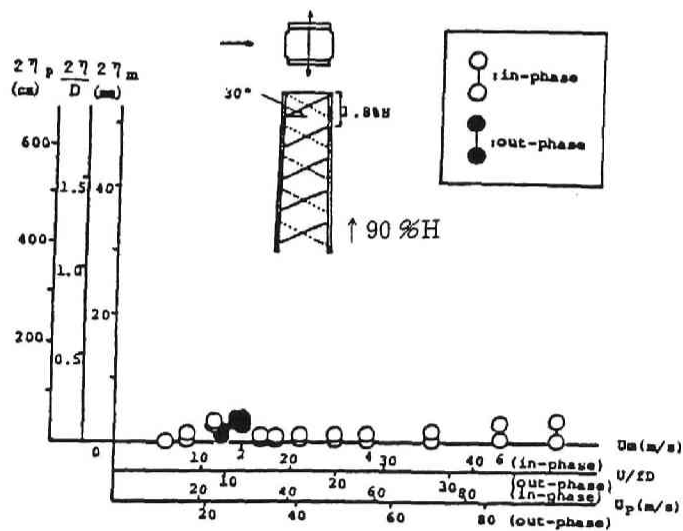


図 4-19 主塔の制振対策 (第2案)

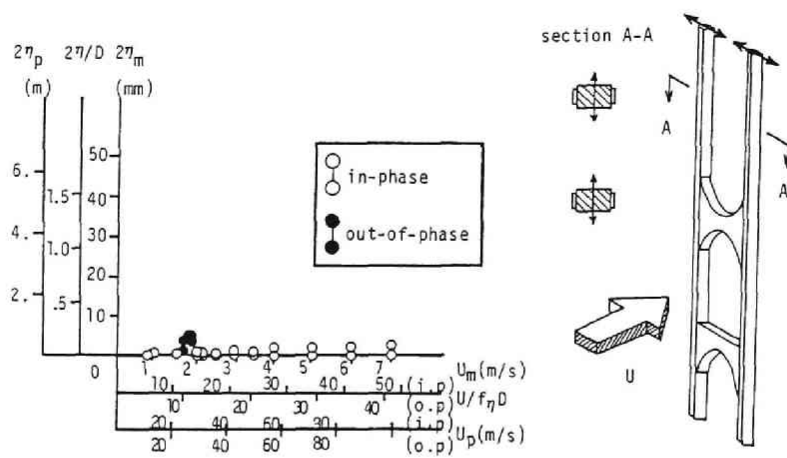


図 4-20 主塔の制振対策 (最終案)

・制振付加材の設置（サイドブレード）（文献29）

構造物の空力的制振対策の一つに、主柱にある付加材を取り付け、断面まわりの流れの特性を効果的に変えようとするものがある。断面のどの位置にどのような形状の付加材を取り付けるかは、断面が本来備えている空力特性を詳細に検討することが重要である。また、振動モード形を考慮し、これらの制振付加材を構造物の軸方向にどの位置に取り付けるのかという点もまた重要である。

以下に述べる空力的制振対策は長大吊橋主塔の渦励振を対象としたものである。図4-21に主塔の一般形状を示す。本研究では、主塔基部より70%高さの主柱断面（2次元2本矩形柱模型）を対象に制振対策を検討し、ついで3次元全体模型に最適な制振付加装置を取り付け、制振効果を検証するとともに、最適設置位置に対する検討も併せて行った。

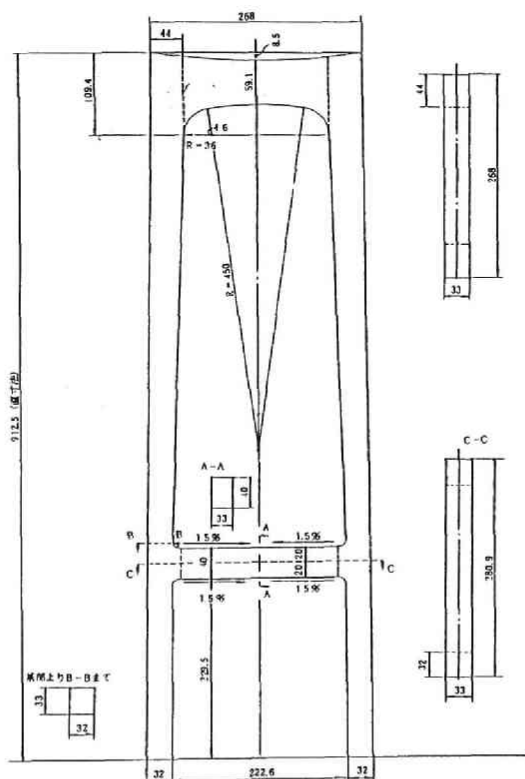


図 4-21 大島大橋主塔一般形状

図 4-22 には、2次元2本矩形柱の基本応答を示す。個々の矩形柱の断面比は約1.2、主柱間隔（前節の角柱間隔と同様に、上流側主柱の前面より下流側主柱の背面までの距離（ L ）を主柱の見附幅（ D ）で除したものはおよそ8.1である。図に示すように構造減衰は3種類にセットされている。たわみ振動では、無次元風速 $V_r = 8$ 付近と、 $V_r = 11$ 付近より発生する2つの応答ピークが現れている。また揺れ振動では、 $V_r = 7$ 付近に応答ピークが認められる他、 $V_r = 10$ 付近より発散振動（ギャロッピング振動と判断される。）が生じている。しかし、後者の発散振動は構造減衰の増加により安定化している。

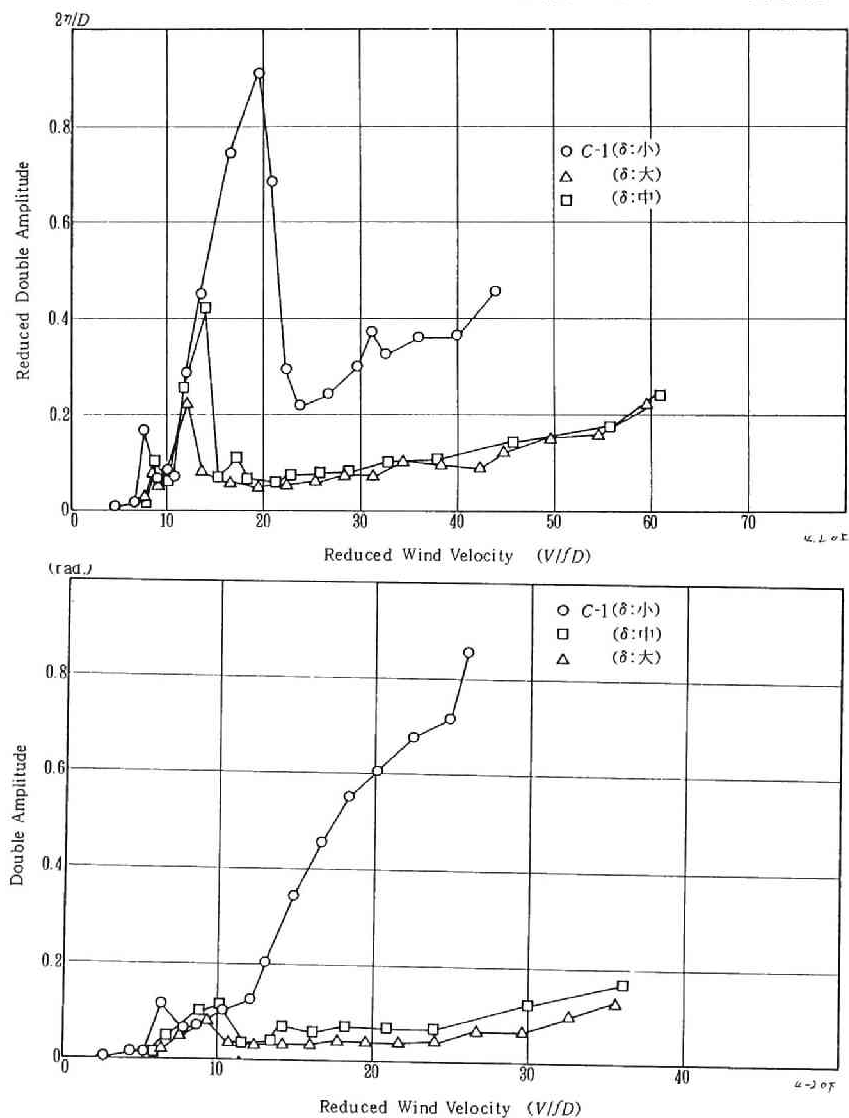


図 4-22 2次元2本矩形柱の基本応答特性

このような基本応答特性を安定化させるために、2次元模型に図4-23のような各種付加装置を設置した。図より2本角柱の前面、及び背面にそれぞれ見附幅Dよりわずかに狭い幅の平板を面より若干離して面に平行に設置する方法(C-4)が最も制振効果を発揮している。この方法は Roshko, Konig らの抗力低減²⁸⁾や、Naudascher らのギャロッピング安定化対策²⁹⁾と同様に、角柱前縁部より生じる剥離流れを、設置平板からの剥離流れによって制御することがその制振機構と考えられる。さらに、剥離の抑制という点では前述の隅切りとも共通している。

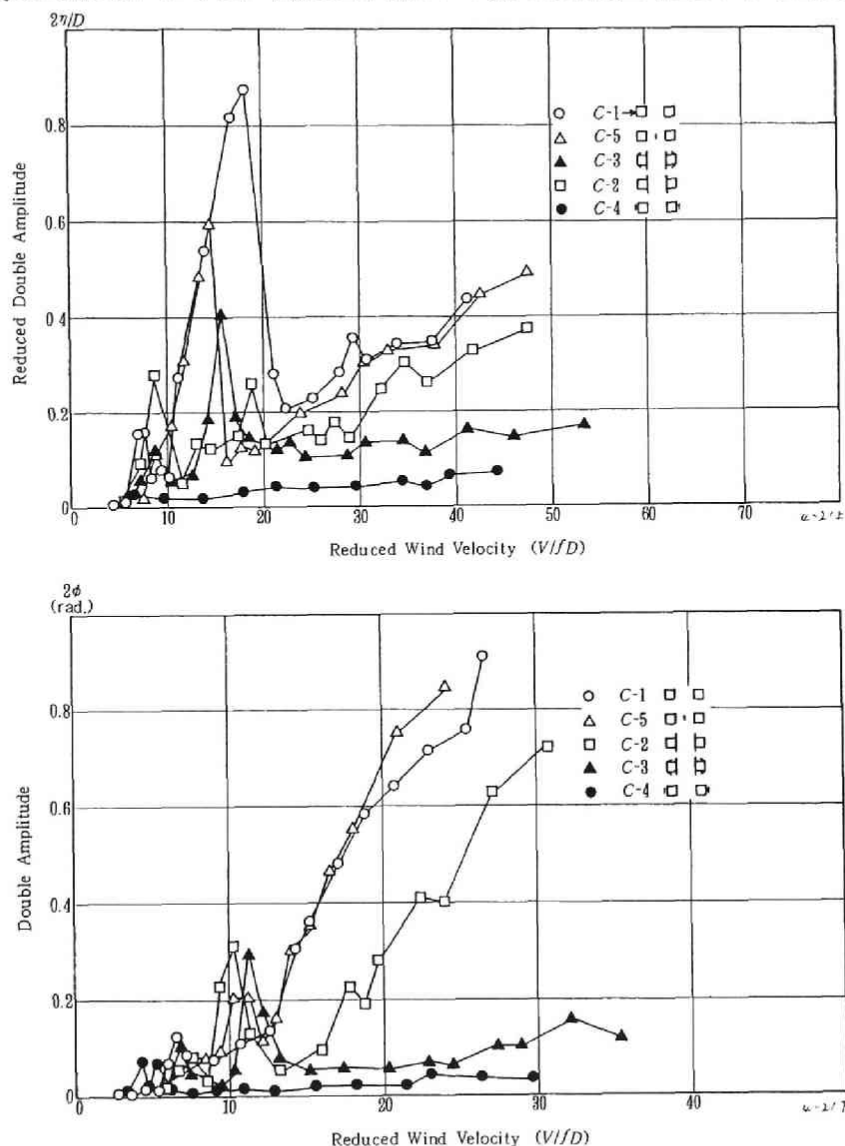


図 4-23 空力安定化対策

以上の２次元模型を対象とした実験結果より最適と判断された前後面への平板設置を、主塔全体模型へ取り付け、制振効果の確認を行った。また、平板の設置長を変え、応答への効果を調べた。結果は図４－２４に示されるように、制振効果が２次元模型と同様に発揮されることが確認されると共に、最も制振効果が大きい平板設置長は、塔頂部より塔高の１０％程度であることが明かされた。

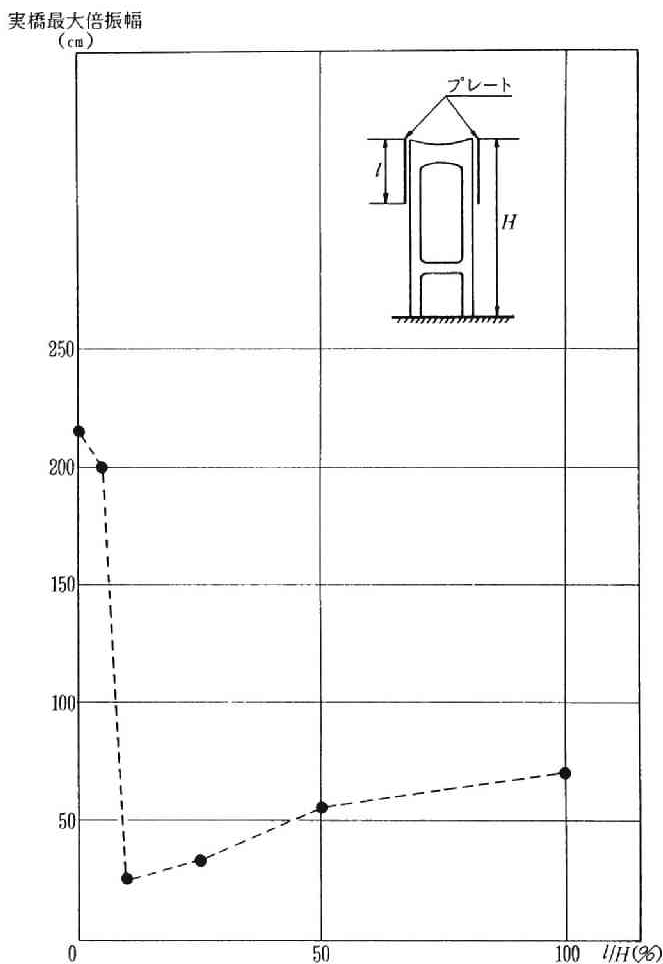


図 ４－２４ ３次元主塔に対する制振装置最適設置長

4. 4 まとめ

本章では、複数構造物の空力特性とくに2本の角柱に生じる渦励振について基本的応答特性を探ると共に、空力的制振対策についていくつかの実構造物を対象に検討を加えた。

渦励振そのものは、単独物体ですでに生じる現象であり、その発生機構については従来より多くの研究が行われている。しかし、本研究で対象とした2本の角柱のように両者の空間距離が比較的近く（空間距離が角柱代表長の約7～8倍以下）、両角柱からの渦放出のみならず角柱間の流れの相互作用が応答に影響を及ぼす場合には、個々の角柱が本来有する渦励振特性とは異なる振動応答特性を示す。また、実構造物においてこのような2本の角柱に近い構造要素としては、吊橋、斜張橋などの主塔部（パイロン部）、近接高層ビル等がこれに相当する。

近年の構造物の大規模化、軽量化にともなってこれらの構造物の中でも長大橋梁主塔部の耐風安定性に注意が払われる機会が増えてきている。本研究では、2本の角柱から橋梁主塔の振動特性を推定できるよう、2本の角柱に並進振動および角柱間の中点を回転中心とした捩れ振動の2自由度を与え、その渦励振応答特性を調査した。

さらに、これらの結果を基に2つの長大橋主塔の空力的制振対策を検討した。

本研究を通じて得られた成果を取りまとめれば以下のようである。

- 1) 直列2本角柱の渦励振応答は、角柱間隔に依存する。すなわち、臨界間隔（下流側角柱が上流側角柱背後の渦形成領域より下流側へ抜け出る角柱間隔）（ $L/D = 4.25$ 、 L ：角柱外面間隔、 D ：見附幅）以下では、応答ピークは1つであるのに対し、これ以上の間隔では、2つの風速域で渦励振が発生することが明かとなった。また、このような応答特性の変化はストロハル数や定常圧力の急変と対応するものであることが示された。
- 2) 2本角柱の渦励振は、臨界間隔以下の断面ではストロハル数に支配されるのに対し、臨界間隔以上の断面に生じるもののうち、低風速側のものは単独角柱のストロハル数により規定され、高風速側の渦励振は、物体の振動により2角柱から個々に発生する剥離渦の一体化がその発生機構と推定された。
なお、本研究で行われた実験結果からは、臨界間隔以上の断面で2つの応答が生じたのは捩れ振動のみであったが、吊橋主塔など他の多くの実験データを見れば、たわみ振動でも本質的に2つの応答が生じるものと判断された。
- 3) 2本角柱の空力的制振対策として、角柱隅角部に隅切りを設けたもの、及び角柱前面、背面に平板（幅を角柱見附幅よりやや小さくし、角柱表面より若干離して設置）を面に平行に取り付ける方法に着目し、橋梁主塔を対象にその制振効果を検討した。その結果、両者共に良好な制振効果が発揮される

ことが明かとなったが、隅切りについては設置する角柱の断面比に応じて隅切りサイズを変える必要があること、また、平板については最適設置長が存在することが明かとなった。

参考文献

- 1) 田中淳之、多田和夫、長谷川芳己、“撫養橋の風洞実験”、本四技報、vol. 9, No. 33, 1985, pp. 2 10
- 2) 建設省土木研究所、“充腹断面桁を有する斜張橋の3次元風洞試験(その2)”土木研究所資料、No. 1654 Aero 52/S. T. Division
- 3) Johns, D. J., “Wind Tunnel Tests of a Twin-Deck Bridge Model”, International Conference on Flow Induced Vibration in Fluid Engineering 1982
- 4) Reinhold, T. A., “Effects of Turbulence on Bridge Model Torsional Stability”, Transactions of the ASCE, ST5, 1976
- 5) Reinhold, T. A., “Wake Study of Stiffening Truss and Box Girder”, Transactions of the ASCE, ST9, 1976
- 6) Richardson, J. R., “The Development of the Concept of the Twin Suspension Bridge”
- 7) Anderson, J. K., “Forth Road Bridge”, Proceeding of the Institution of Civil Engineer, vol. 32, 1965
- 8) 松崎 実、牛尾正之、南条正洋、“独立状態の吊橋主塔の渦励振に関する実験的研究”、土木学会論文報告集、第339号、1983年、pp. 13 22
- 9) 土木学会・本州四国連絡橋耐風研究小委員会、“本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書”、昭和58年 3月
- 10) 武内隆文、風間浩二、“長大橋主塔の渦励振発現と空力制振対策に関する後流渦計測からの実験的考察”、第41回土木学会年次講演会概要集、I-319、昭和61年
- 11) 京都大学工学部橋梁工学研究室、“超長大吊橋の主塔及び桁の耐風安定性等に関する研究”、本州四国連絡橋公団委託研究成果報告書、昭和61年 3月
- 12) 川人達男、辻 松雄、加納 勇、津村直宣、“名港西大橋の塔の動吸振器方式耐風制振装置”、第8回風工学シンポジウム論文集、1984年、pp. 349 356
- 13) Ogawa, K. Y. Sakai and F. Sakai, “Aerodynamic Device for Suppressing Wind-Induced Vibration of Rectangular Section Structures”, Proceedings of 7th International Conference on Wind Engineering, vol. 2, 1987, pp. 283 292
- 14) Shiraishi, N., M. Matsumoto, H. Shirato and H. Ishizaki, “On Aerodynamic Stability Effects for Bluff Rectangular Cylinders by Their Corner-Cut”, Proceedings of 7th International Conference on Wind Engineering, vol. 2, 1987, pp. 263 272
- 15) 白石成人、松本 勝、白土博通、佐川信之、“直列柱状構造物の空力特性に関する基礎的研究”、第7回風工学シンポジウム論文集、1982年、pp. 265 272

- 16) Shiraishi, N., M. Matsumoto and H. Shirato, "On Aerodynamic Instabilities of Tandem Structures", Journal of Wind Engineering, vol. 23, 1986, pp. 437 447
- 17) 岡島 厚, "直列2本角柱周りの流れ", 土木学会第42回年次講演回概要集, 昭和62年
- 18) 岡島 厚、杉谷賢一郎、溝田武人, "後流中に置かれた円柱まわりの流れ(自由振動実験)", 日本機械学会論文集(B編), 52巻、474号、昭和61年、pp. 524 531
- 19) Shiraishi, N. and M. Matsumoto, "On Classification of Vortex-Induced Oscillation and its Application for Bridge Structures", Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 14, 1983, pp. 419 430
- 20) Matsumoto, M., N. Shiraishi and H. Shirato, "Bluff Body Aerodynamics in Pulsating Flow", Proceedings of 7th International Conference on Wind Engineering, 1987, pp. 129 138
- 21) Rockwell, D. and C. W. Knisely, "The Organized Nature of Flow Impingement upon a Corner", Journal of Fluid Mechanics, vol. 93, part 3, 1978
- 22) 土木学会・本州四国連絡橋耐風研究小委員会, "本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書", 昭和57年 3月
- 23) Naudascher, E., "Flow-Induced Streamwise Vibrations of Structures, Part I. Experimental Findings for Cylinders in Cross Flow, Axisymmetric Bodies in Axial Flow, and Plates with Flow Underneath", (to be published)
- 24) 辻 松雄, "構造力学的耐風制振対策", 日本風工学会誌, 第20号、1984年、pp. 81 102
- 25) Ph., Pheinsusom, Y. Fujino and M. Ito, "Galloping of Tower-Like Structure with Two Closely-Spaced Natural Frequencies", Proceedings of 7th International Conference on Wind Engineering, vol. 5, 1987, pp. 29 38
- 26) Blevins, R. D. and W. D. Iwan, "The Galloping Response of a Two-Degree-of-Freedom System", Journal of Applied Mechanics, 1974, pp. 1113 1118
- 27) Koenig, K. and A. Roshko, "An Experimental Study of Geometrical Effects on the Drag and Flow of Two Bluff Bodies Separated by a Gap", Journal of Fluid Mechanics, vol. 156, 1985, pp. 167 204
- 28) Sovran, G., T. Morel and W. T. Mason, Jr. (Editors), "Aerodynamic Drag Mechanisms of Bluff Bodies and Road Vehicles", Plenum Press, 1978

- 29) 白石成人、松本 勝、白土博通、尾上義博、"橋梁桁部、主塔の空力特性と防振対策について"、第8回風工学シンポジウム論文集、1984年、pp. 357-364
- 30) Naudascher, E., J. R. Weske and B. Fey, "Exploratory Study on Damping of Galloping Vibrations". Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, vol. 8, 1981

第5章 耐風設計への提言

複数構造物固有の流力諸特性は物体の形状や空間配置によって様々な形に変化する。また、仮にある構造物に対して、将来にわたる周囲の流れの環境変化をも考慮した設計を行うことは、周辺構造物への規制を行わない限り、経済設計に逆行することも考えられ、現実的ではない。このような複数構造物そのものの特殊性に加え、流力特性に関する既存データも単独構造物に比べ少ないことから、構造物の近接配置による効果を耐風設計コードの中に盛り込むことにはかなりの困難さを伴うものと考えられる。複数構造物に対するこのような設計の対処法は今後この種の設計例や研究が進み、データの蓄積がなされたとしても大きく変わることはないであろう。しかしながら、本論文の冒頭で紹介されたような構造物の破壊事故は将来にわたり絶対に避けなければならない。そのためにも、複数構造物の流力特性に関する従来研究や設計例などを概観し、将来の複数構造物の設計に資するような情報を整理しておくことは重要であろうと考えられる。本章では、本研究の成果、及び従来報告されている内外の研究成果をもとに、今後複数構造物の設計に際して考慮あるいは注意しなければならない問題点と、それに対して現時点で活用できるデータを紹介する。

複数構造物のうち2円柱の定常流体力（揚力、抗力）特性は、従来の多くの研究によりかなり詳細に知られている。図5-1にはその一例として M. M. Zdravkovich による計測結果を示す。¹⁾ 空間位置による近接2本円柱の定常流体力の変化はとくに下流側円柱に顕著に現れる。（近接配置の影響は両円柱がとくに接近した場合には上流側円柱にも現れる）また、定常流体力特性は図5-2に示すような2円柱周囲の流体パターンと関連づけて説明される。²⁾

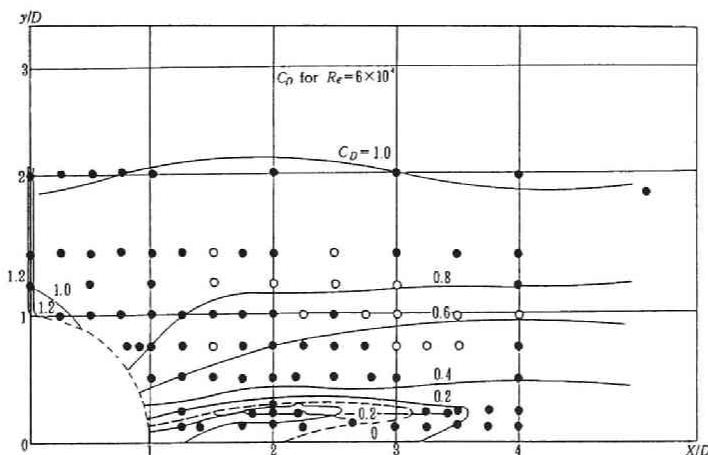


図 5-1(a) 近接2本円柱の定常空気力特性 (M. M. Zdravkovich¹⁾)

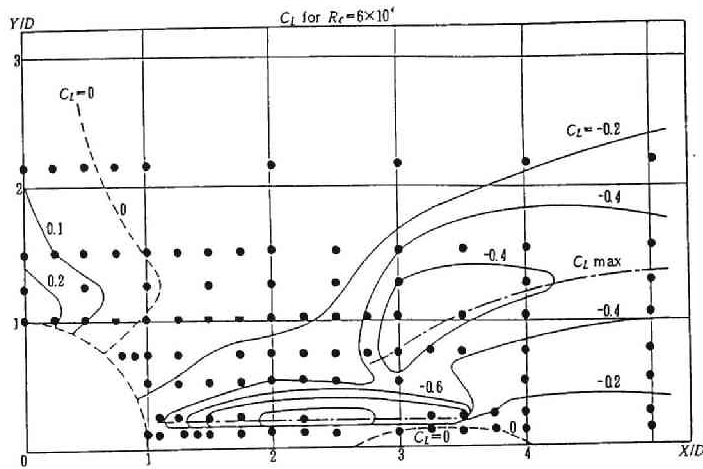


図 5-1(b) 近接 2 本円柱の定常空気力特性 (M. M. Zdravkovich¹⁾)

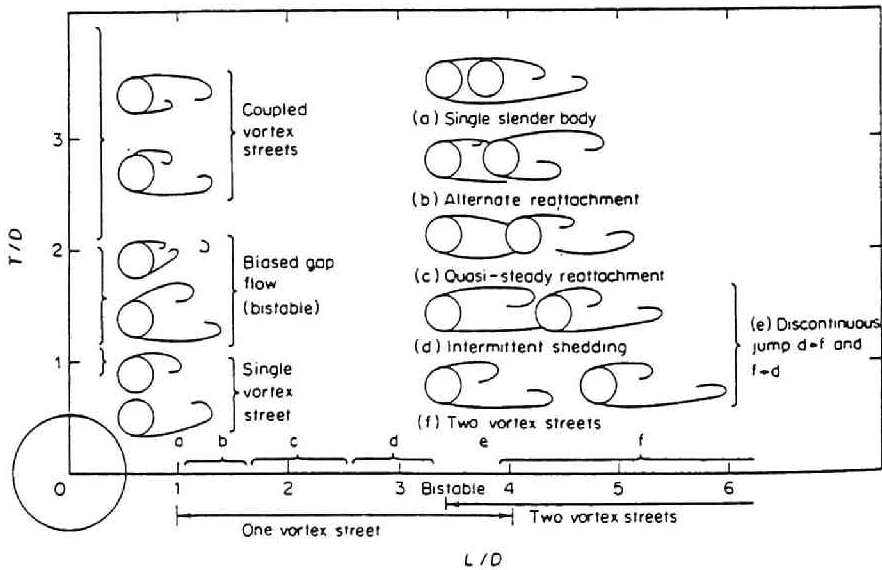


図 5-2 近接 2 本円柱周囲の流体パターンの分類
(M. M. Zdravkovich²⁾)

両円柱が直列配置 (in tandem arrangement) にあるとき、下流側円柱の抗力は円柱間隔の増加により負値から正値へ変化する。この境界 (すなわち抗力=0となる円柱間隔) は臨界円柱間隔よりも小さい。臨界円柱間隔 (円柱直径の約3.8倍) は円柱後流の渦形成領域と密接な関係にあり、これより両円柱が接近した場合には、下流側円柱は上流側円柱の後流内に含まれるため、2円柱個々の渦放出は行われず、両者一体となった特性を示す。また臨界間隔より離れた場合に

は2円柱それぞれから渦放出が行われる。

両円柱が千鳥配置 (in staggered arrangement) にあるときには、とくに下流側円柱の揚力に特徴が現れる。下流側円柱の揚力は後流中心側を向くがその理由については従来より様々な説明が試みられている。たとえば、後流域内の静圧分布による“浮力”、円柱間の流れ (gap flow) による円柱の後流中心側の表面圧力低下、後流の連行作用による流線の傾きに起因する抗力の気流直角成分、下流側円柱表面の剥離点位置の差によるもの等である。³⁾

円柱以外の形状の場合にはあまり測定例がないものの、正方形柱等が一部報告されている。⁴⁾ (図5-3) それによれば下流側正方形柱の定常揚力は円柱の場合とは逆に後流外側方向に作用する。したがって、下流側正方形柱には図5-4に示すように接近流の傾きによる後流外側方向の揚力成分、gap flow の発生による後流中心方向の揚力成分それぞれの作用が考えられるが、この空間配置では流線の傾斜による成分が卓越しているものと推定できる。

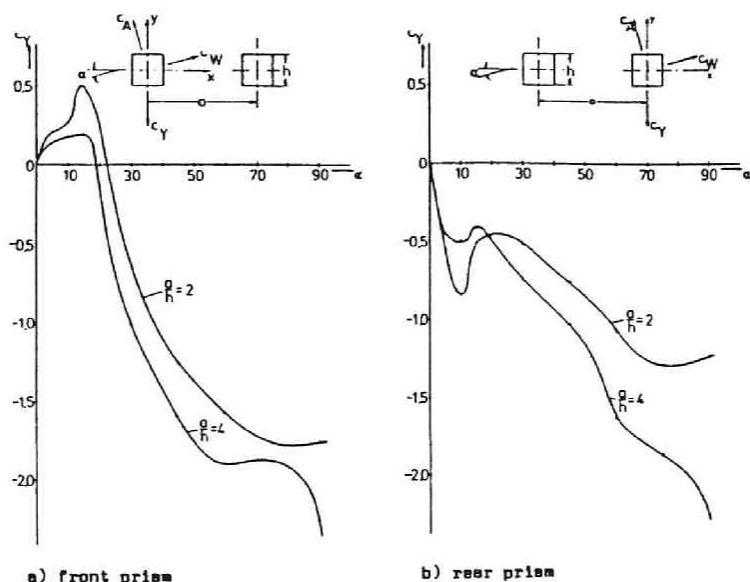


図 5-3 近接2本角柱 (正方形柱) の定常空気力特性
(H. J. Gerhardt et. al. ⁴⁾)

後流域内の物体に作用する定常流体力を定量的に評価するためにはやはり実験に頼らざるをえない。しかしながら、上述のように物体そのものが本来有する流体力特性が後流という特殊な流れによって変化する様子は、流線の傾斜、gap flow、後流域内の乱れ等の諸項目の効果のうちいずれが卓越するかによって決定されるものと考えられる。

また、複数物体が流れに対して直角方向に並ぶ状態 (side by side) では、物体

間に引力（あるいは斥力）が作用する。力の作用方向は物体の形状や、物体相互の間隔により変化するが、物体間の隙間の流れが物体固有の流体力特性を変化

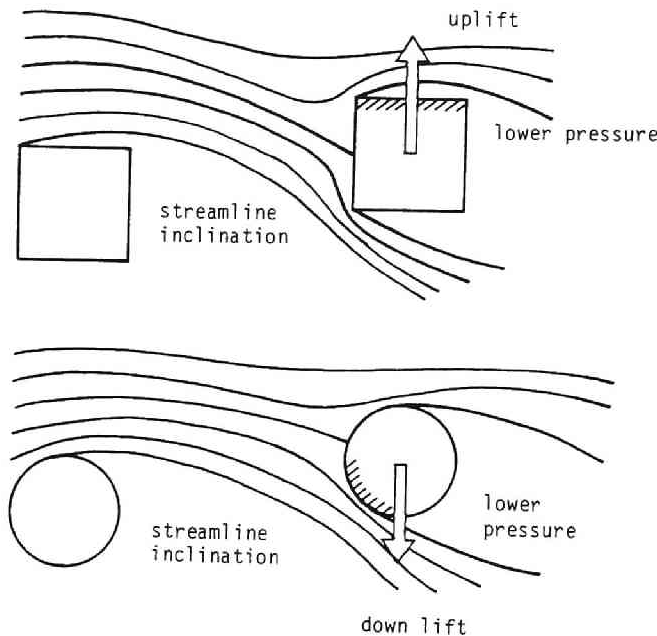


図 5-4 複数構造物まわりの流れと空気力の比較

させるもっとも大きな要因と考えられる。物体間の間隔が比較的狭い場合には、この隙間流れが偏り流れとなつて後流へ流下するため、2 物体個々の流体力の絶対値は異なることが知られている。また、隙間流れがあまり卓越しない程度まで物体間の間隔が接近した場合には 2 物体が一体化したような流体パターンを形成するため、場合によっては抗力が単独物体に比べて増加することもあり、注意が必要であろう。

前述のように複数物体（とくに直列配置）の渦放出は、臨界間隔を境として大きく変化することが知られている。高層タワーや煙突など、複数の塔状構造物が近接する場合には構造物間の距離（および構造物の代表長）が渦励振特性を支配する大きな要因となる。とくに臨界間隔よりやや間隔が広いときには、単独物体の渦励振特性に加え、近接配置による別の渦励振が生じる場合があることに注意する必要がある。

図 5-5 には本研究および過去の複数物体に関する研究成果をもとに、比較的近接した 2 円柱における流力弾性振動（渦励振を除く）が生じる空間配置を示す。報告された各データは相互に実験条件が異なるため、全体として図のようなばらつきが生じているが、偏角 10° 前後かつ円柱中心間隔 $2 \sim 4$ 程度で振動が生じない領域があるものの、概ね主流方向（ x 方向）で直径の $4 \sim 5$ 倍、流れ直角方

向（ y 方向）で直径の 2 ～ 3 倍までの領域では、下流側円柱に振動が発生することが示されており、近接構造物の空間配置を決定する際の一つの目安となろう。

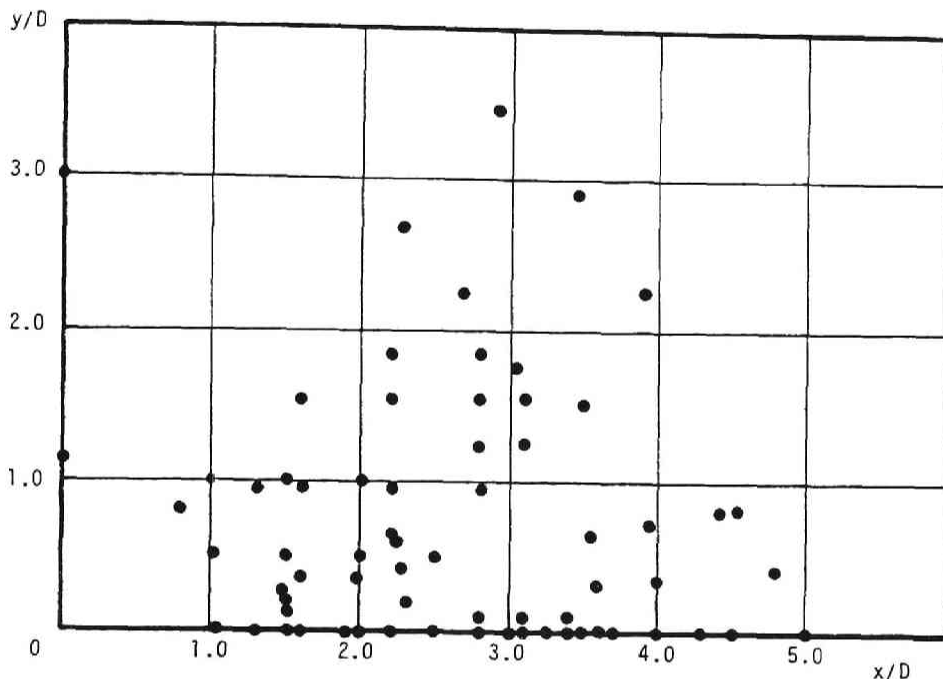


図 5-5 近接 2 本円柱の空力振動発生領域

これら複数物体の流力振動に対する制振・防振対策に関しては、次のような点が指摘できる。

複数構造体の空力特性は、風向によって上流側物体と下流側物体が入れ替わる。従って、制振・防振対策は 2 本柱それぞれに同じ対策を施す必要がある。また上流側物体の空力安定性を損なうことなく、且つ下流側物体の複数構造固有の空力振動特性を緩和できるものが望ましい。具体的には次のような方法が考えられる。

- ・複数構造体の空力特性を緩和する。（断面形状変化）

隅切り、サイドプレート、導流板、フェアリング、ヘリカルストレークなど

- ・空力干渉が起こらぬよう、2 物体の空間距離を遠ざける。

- ・構造特性の変化

スペーサ等の構造的な剛性増加

ただしスペーサの取り付け位置、取り付け方法が問題となる。例えば 1 ス

ただしスパーサの取り付け位置、取り付け方法が問題となる。例えば1スパン（L）の弦を対象に1次から20次までの各モードで節点にならない点に相当する $7L/22$ の位置に取り付けるなどの方法が効果的と考えられる。

またスパーサの形状としては、上下流2本のケーブル同志をつなぐのではなく、櫃石・岩黒島橋の例のように上下方向に拘束し、気流直角方向の剛性を増加させる方法⁵⁾が効果的である。

付加質量、付加減衰による振動安定化

ただし連成系の振動が生じる千鳥配置の2円柱では、質量および減衰効果は鈍く、安定化対策としてはあまり有効ではない。

参考文献

- 1) Zdravkovich, M.M. and D.L. Pridden, "Interference between Two Circular Cylinders; Series of Unexpected Discontinuities", Journal of Industrial Aerodynamics, vol.2, 1977, pp.255 270
- 2) Zdravkovich, M.M., "Flow Induced Oscillations of Two Interfering Circular Cylinders", Journal of Sound and Vibration, vol.101(4), 1985, pp.511 -521
- 3) Mair, W.A. and D.J. Maull, "Aerodynamic Behaviour of Bodies in the Wakes of Other Bodies", Philosophical Transactions of Royal Society of London, Series A, vol.269, 1971, pp.425 437
- 4) Gerhardt, H.J., C.Kramer and H.Jansen, "Wind Loads on Slender Prismatic Structures", Proceeding of the 3rd International Colloquium on Industrial Aerodynamics, 1978, pp.91 105
- 5) 土木学会・本州四国連絡橋耐風研究小委員会, "本州四国連絡橋の耐風に関する調査研究報告書", 昭和61年 3月

第6章 結論および今後の課題

本研究で得られた成果および今後の課題を取りまとめれば以下のようなものである。

近接2本円柱の空力特性

中心間隔が円柱直径の約4～5倍以下に近接配置された2本円柱のうち、下流側円柱（上流側円柱は固定）の空力応答特性について実験的に調査・検討を行った。その結果、

- 1) 下流側円柱が空力的に不安定となり、有意な振動が生じる空間配置が明らかとなった。さらに、下流側円柱の振動モード形によって、応答特性が次に示す3種類に大別された。
 - a) 主流直角方向（y 方向）の振幅が卓越する振動（直列配置の場合）
 - b) 長軸が主流方向に対してやや傾いた楕円状の軌道を描く振動（千鳥配置の場合）
 - c) 振動モードが一定せず、振幅の大きさも相対的に小さな安定化領域（上記 a）、b）の中間的な空間配置）
- 2) 円柱後流の時間平均流速の空間分布を4枚の導流板によって再現させ、このような流れの場の中に弾性支持された単独円柱を配置した。その結果直列配置の下流側円柱の応答特性と極めて類似したハードフラッタ型の応答特性が得られ、下流側円柱の振動発生機構に対する物体後流の空間的流速分布の重要性が示された。
- 3) 直列配置の下流側円柱を対象に計測された、振動中の円柱表面非定常圧力分布および流れの可視化実験より、振動発生機構には Zdravkovich, Ruscheweyh らにより指摘されている gap flow の発生の他に、円柱が剥離せん断層へ接近したときに生じる一種の加速流れ（accelerated flow）が重要な役割を持つことが見いだされた。また、前者の gap flow は静止2円柱にも生じるものであるのに対し、後者の accelerated flow は振動時に初めて顕著に生じるものであることが判明した。
- 4) 千鳥配置の場合に生じる楕円振動の発生メカニズムには、下流側円柱が wake boundary へ接近する際に生じる後流中心側円柱表面の圧力低下が最も重要であることが明らかとなった。なお、流れの可視化実験よりこの圧力低下は上述の直列配置と同様に円柱間の流れが加速されることによるものと推察された。
- 5) 下流側円柱に作用する非定常空気を自由振動法により計測し、とくにその非線形性について検討を加えた。非定常空気力を変位（ x , y ）、変位速度（ \dot{x} , \dot{y} ）の関数として表し、系の運動を van der Pol 型と Duffing 型の複合非線形微分方程式で表現することを試みた。その結果、振幅による励振力変化のメカニズムなど非定常空気の振幅依存性に関するより詳細な検討が可能となった他、系の安定、不安定に関する条件が示された。

- 6) 千鳥配置の下流側円柱の非定常空気力を計測した結果、非定常揚力（非連成成分（ y 方向の運動による揚力）、連成成分（ x 方向の運動による揚力）が励振力として作用することが示された。さらに、たわみ、振れの2自由度を持つ単独物体の非定常空気力（揚力、モーメント）との比較を試みた結果、連成フラッタと振れ1自由度フラッタ両方の振動が生じる断面（偏平2箱桁断面の一種や、ある断面比の範囲にあるH型断面、矩形断面など）と下流側円柱の各非定常空気力成分（抗力、揚力）との間にアナロジーが見いだされ、近接2本円柱の励振メカニズムを検討する上に有用であることが判明した。
- 7) 以上の結果から、近接配置の2円柱の制振には、空力的に不安定となる空間配置を避けること、または主流直角方向（ y 方向）の変位拘束や剛性増加が最も効果的であるものと判断された。

近接2本角柱の空力特性

主流直角方向の並進振動、および2角柱の midpoint まわりの振れ振動の2自由度を与えた直列2本角柱の渦励振特性について実験的に検討を加えた。

その結果、

- 1) 2角柱の臨界間隔（下流側角柱が上流側角柱の vortex formation region より外へ出る角柱外面間隔）は、角柱の見附幅 D の 4.25 倍であるものと判断された。この臨界間隔は直列2円柱の値に近く、また渦励振応答ピーク数の変化やストロハル数の急変と対応することが明かとなった。
- 2) 2角柱の渦励振発生機構は角柱間隔により、上流側角柱の渦放出、下流側角柱の渦放出、および両者の相互作用の3種類に分類され、カルマン渦および剥離せん断層の不安定性との関連性が示された。
- 3) 以上の結果、直列2本角柱の制振には前面、背面に取り付けられた側板による剥離の抑制が効果的であるものと判断された。また、制振性能の3次元効果としては、たとえば橋軸直角方向の風による主塔の振動などでは頂部の流れの制御が重要であることが示された。同時に橋軸方向の風による主塔の振動抑制策として、剥離流れの制御を目的とした主塔断面隅角部の隅切りによる制振効果が検討され、その有効性が明かとなった。

今後の課題としては以下の点が挙げられよう。

- ・近接2本円柱の流力振動については、流れのレイノルズ数効果を明らかにする必要がある。近年の研究によれば、超臨界レイノルズ数域では下流側円柱の wake galloping は安定化するというデータも報告されており、自然風中の大規模構造物に対して適用するためには、この問題を検討することが必要であろう。

- ・円柱に限らず、他の形状をもつ物体が近接配置されるときの流れ特性を明らかにするために、今後のデータ蓄積が必要である。
- ・近接角柱の流れ挙動については角柱断面比を変化させたときの応答への影響をさらに広い範囲にわたり調べる必要があるであろう。
- ・また、前章でも述べられているが、これら近接構造物の流れ干渉効果を構造物の設計基準に積極的に取り入れることは、構造物形状や構造特性、及び空間配置などの多様性から必ずしも容易ではない。しかしながら予め振動発生の可能性や、定常流体力が増幅される可能性を持つ空間配置等を明示しておくことは十分可能であろう。したがって、複数構造物に関するより多くの研究と共に、データの蓄積が望まれる。

風洞実験装置、実験用模型概要

本研究で使用された風洞は、京都大学工学部土木工学教室に設置されたエッフェル型風洞である。（図 A-1 参照） 測定部断面は幅 2.5 m、高さ 1.5 m であるが、後述の 2 次元模型の支持機構が風路内に設置されることから、これらの装置による気流の攪乱を防ぐために風路内に隔壁を設けたため、測定部高さは 1.0 m となっている。 平均風速は油圧による動翼開度の調整により、0.5～20 m/s の範囲で連続的に制御が可能である。

使用円柱模型は本文第 3 章で述べられたように直径が 58 mm のものと 35 mm のものの 2 種類であり、それぞれ下流側円柱用に用いられた模型にはスパン中央の周上に計 16 個の圧力孔（直径約 2 mm）が等間隔に設けられている。 この圧力は模型内部のアルミニウムパイプにより模型端部へ導かれている。 なお、模型スパン長はいずれも 930 mm であり、気流の 2 次元性を確保するために模型端部には端板が取り付けられている。 なお、風洞閉塞率は 58mm 円柱で 2.3%、35 mm 円柱で 1.4% である。

また第 4 章で対象とした 2 本角柱模型（風洞閉塞率 2.4%）は、端版と 2 本の角柱とがネジ止めされた構造であり、角柱間隔を連続的に変えることができる。 角柱表面には各 8 個計 16 個の圧力孔が設けられており、円柱模型と同様に模型端部へそれぞれ圧力が導かれる構造となっている。

模型は風路内に鉛直に支持されている。 振動応答測定時には上下 8 本のコイルスプリングにより円柱模型の場合には主流方向、及び主流直角方向の自由度が、また 2 本角柱模型の場合には主流直角方向のたわみ振動および振れ振動がそれぞれ与えられている。 また必要に応じ、ピアノ線を用いて振動自由度を拘束している。 なお、バネの張られる方向は主流方向、主流直角方向にそれぞれ平行である。（2 本角柱模型の場合には 8 本のスプリングは主流直角方向）

振動応答の検出には以下に述べる 2 種類の方法を適宜使い分けた。 1 つはスプリング固定端部に歪ゲージ付きピックアップ（試作品）を取り付け、模型の変位をバネの張力変化としてとらえる方法であり、他の方法は模型に加速度計（共和電業、BAL-5G）を取り付け、模型の振動加速度を取り出す方法である。 前者は 1 自由度振動系円柱模型と 2 本角柱模型を対象とした実験に、後者は 2 自由度振動系円柱模型に対してそれぞれ使用した。 両方法共に、キャッチされた電気信号は動歪計（新興通信、6008F）を通じ、以後直流増幅器（日本電気三栄、6L02）、データレコーダ（TEAC、R-280 または MR-10）、ローパスフィルタ（NF回路設計ブロック、E3201A）を経てペン書きレコーダ（GRAPHTECH、WTR-281 または WR3101-6H）にモニターした。

模型端部に導かれた模型表面の圧力はビニルチューブを介して差圧型圧力変換器（豊田工機、DD-101K-0.1）へ導かれ、風路内に設置された JIS 型ビトー管（理科精機）により検出された風路内静圧との差圧が電気信号となって出力される。 この電気信号は直流増幅器（豊田工機、AA3200）を経た後、データレコーダ（前

出)に先の模型振動変位(もしくは加速度)と共に同時収録される。
模型の接近流速の平均値はピトー管(前出)により読み取る。また、模型後流の乱流特性など流速変動を測定する際には熱線流速計(日本 KANOMAX、Model 10 11、1013、1008)を用いている。

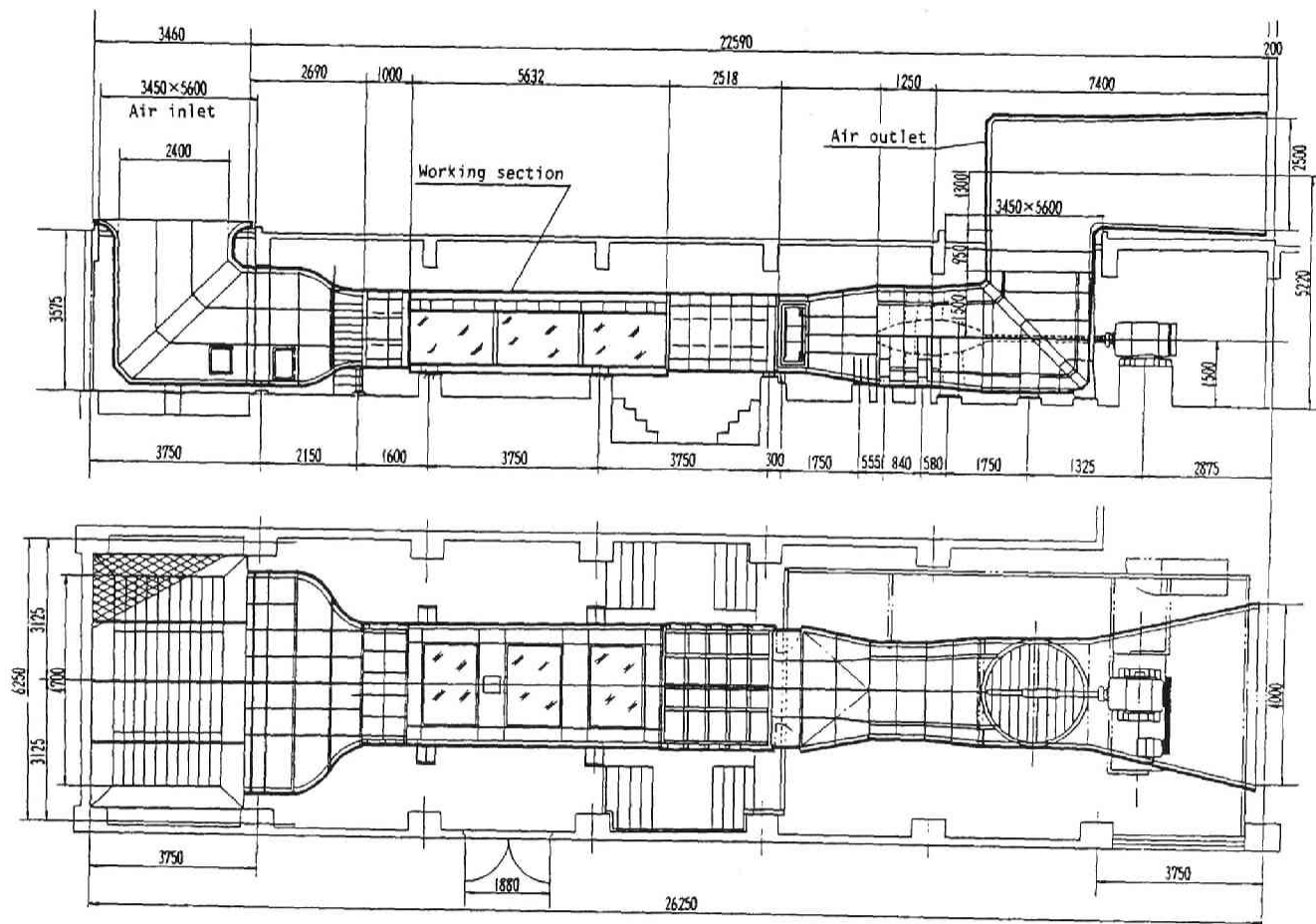


图 A-1 使用风洞概略图

圧力測定実験におけるチューブ系の影響

計測を行った実験ケースの内いくつかのケースについては振動中の下流側円柱表面の非定常圧力を測定した。測定に際しては、模型表面より圧力計（前出）へ至るチューブ系の周波数応答特性に注意を払う必要がある。とくに高周波数の圧力変動を計測する場合には、チューブ系の周波数応答特性が測定値に大きな影響を与える場合が考えられる。チューブ系の周波数応答特性については Irwin の研究¹⁾が詳しい。

チューブ内に変動圧力が伝わる場合には、管内に気柱振動が生じる場合がある。このような気柱振動は次式により表される。

$$\partial^2 p / \partial t^2 = c^2 (\partial^2 p / \partial x^2) \quad (A-1)$$

$$\text{ただし、} \quad c = \sqrt{\gamma R T}$$

ここで模型表面の圧力孔 ($x = 0$) における変動圧力と、チューブ系の境界条件を次式のように定める。

$$p(0, t) = p_0 \sin \omega_0 t \quad (A-2)$$

$$(\partial p / \partial x) |_{x=L} = 0 \quad (A-3)$$

上の条件のもとでは式 (A-1) の解は次のようになる。

$$p(x, t) = p_0 [\tan(\omega_0 L / c) \cdot \sin(\omega_0 x / c) + \cos(\omega_0 x / c)] \sin(\omega_0 t) \quad (A-4)$$

したがって、圧力計側のチューブ端における変動圧力は、

$$\begin{aligned} p(x, L) &= p_0 \sec(\omega_0 L / c) \cdot \sin(\omega_0 t) \\ &= p_1 \sin(\omega_0 t) \end{aligned} \quad (A-5)$$

上式より圧力計端における変動圧力の振幅 p_1 は、圧力孔での圧力振幅 p_0 の $\sec(\omega_0 L / c)$ 倍となり、 $(\omega_0 L / c) = 1/2\pi, 3/2\pi, 5/2\pi, \dots$ の状態では圧力振幅は無限大となる。また、位相特性は $\sec(\omega_0 L / c)$ の符号が上の状態の時に変わるため、ここで位相が 180° ジャンプする。

しかし、実際には管内の空気粘性等の影響により、共振時においても変動圧力の振幅は有限値となる。図 A-2 は Irwin 等による実際のチューブ系の測定結果である。式 (A-5) に本研究で測定に用いたチューブ系の長さ ($L = 2.0 \text{ m}$)

、バネ支持された下流側円柱の固有振動数 ($f = 3.527 \text{ Hz}$)、および空気中の音速 ($C = 340 \text{ m/s}$) を代入すれば、チューブ系のゲイン特性 1.002 、位相特性 5.8° となる。

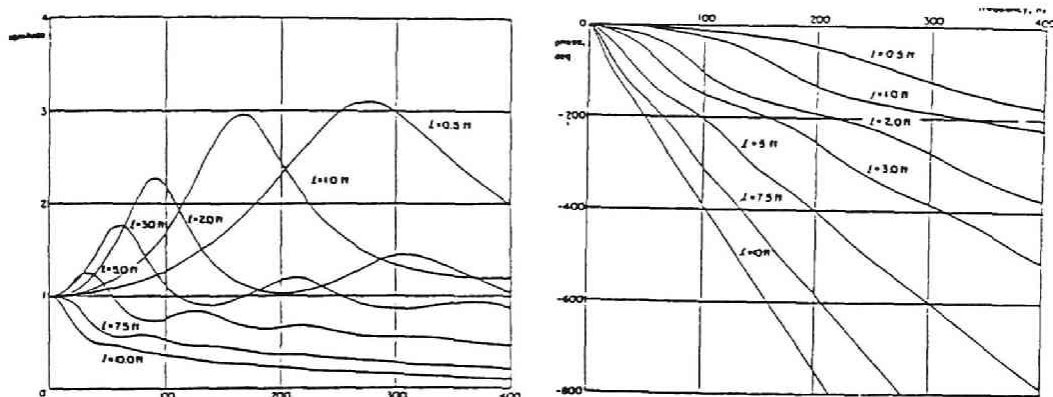


図 A-2 チュービングシステムの周波数応答特性
(Irwin et. al. 1979)

模型表面の非定常圧力を精度良く求めるためには、上のように測定に用いたチューブ系のゲイン特性並びに位相特性が大きく関与する。本研究では、測定された非定常圧力と真の非定常圧力との間の位相差について以下のような検討を加えた。図A-3は wake galloping 振動中の下流側円柱の非定常圧力を各瞬間毎に円柱周囲にわたり積分し、流れ直角方向の空気力成分（非定常揚力）を求め、振動変位とのリサージュ図を示したものである。ここで、振動一周周期あたりに流体が振動系に対してなす仕事量 W_f は、

$$W_f = \oint (F \cdot dy)$$

$$= \oint F \cdot dy \quad (A-6)$$

で表すことができる。 W_f の正負は、リサージュ図の閉曲線の方法（右向きもしくは左向き）で判断することができる。一方、振動系の振動振幅 y_0 は次式のように流体の仕事量 W_f と振動系の減衰に起因する逸散エネルギー W_d とが釣り合うときに決定される。

$$W_f = W_d \quad (A-7)$$

$$\begin{aligned} W_d &= \oint (C \dot{y} \cdot dy) \\ &= \oint C \dot{y}^2 dt \quad (A-8) \end{aligned}$$

本研究では、補正を全く行わない生の圧力測定データを元に非定常揚力の理サー
 ジュ図を描き、これより得られる流体の仕事量 W_f と系の減衰定数から得られる
 W_d とを等置することにより振動振幅を求め、実測値と比較した。

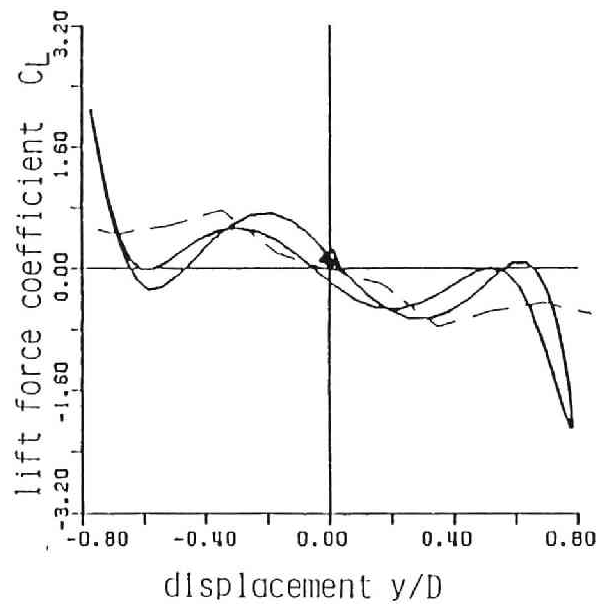


図 A-3 非定常圧力による非定常揚力の計算値

水槽実験装置概要

本研究で行った流れの可視化実験はすべて水槽を用いている。本水槽は、京都大学工学部土木工学教室に設置され、測定部の水路幅 1.0 m、深さ 0.6 m の回流式である。模型設置位置の流れを整えるために、上流部には数枚のスクリーン、およびアルミハニカムが設置されている。また、流速は円柱後流の流速変動周波数を熱線流速計（日本 KANOMAX、Model 1011, 1013, 1008）の出力より読み取り、循環用の主ポンプの弁の開閉量により適宜制御した。図 A-4 に水槽の概略を示す。

可視化用模型は、水路のほぼ中央に設置された加振装置に鉛直に固定されている。加振装置は、流れ直角方向の並進振動と捩れ振動をそれぞれある範囲内の任意の振動数、振幅で与えることが可能であり、さらに、2 自由度振動を同時に与えることができる。また、本文第 3 章で述べられている楕円軌道状の振動は両軸モーターと 2 組のクランクを組み合わせた別の加振装置につけ変え、発生させた。模型周囲の流れのパターンは、模型より上流約 3 cm の位置に水平に白金線（50 μm ）を張り、水面下に沈めた金属板との間にパルス状の電圧（300 V）をかける（水素式流線観測用直流パルス発生器 SCR PG、開発電子測器研究所製）ことにより、白金線より帯状の水素気泡を発生させる方法により可視化した。（水素気泡法）

可視化写真の撮影に際しては、水素気泡の生じている面にちょうど当たるように水路の両側から水平にスリット光線をあて、アクリル酸樹脂製の透明な水路底を通り、水槽下部の 45° 傾斜ミラーで反射された像をモータドライブ付き 35 mm カメラ（Nikon F3, 55 mm/f1.2 標準レンズ）で撮影した。

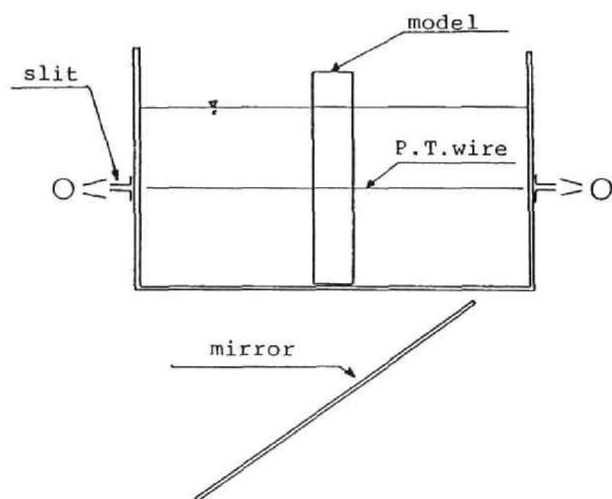
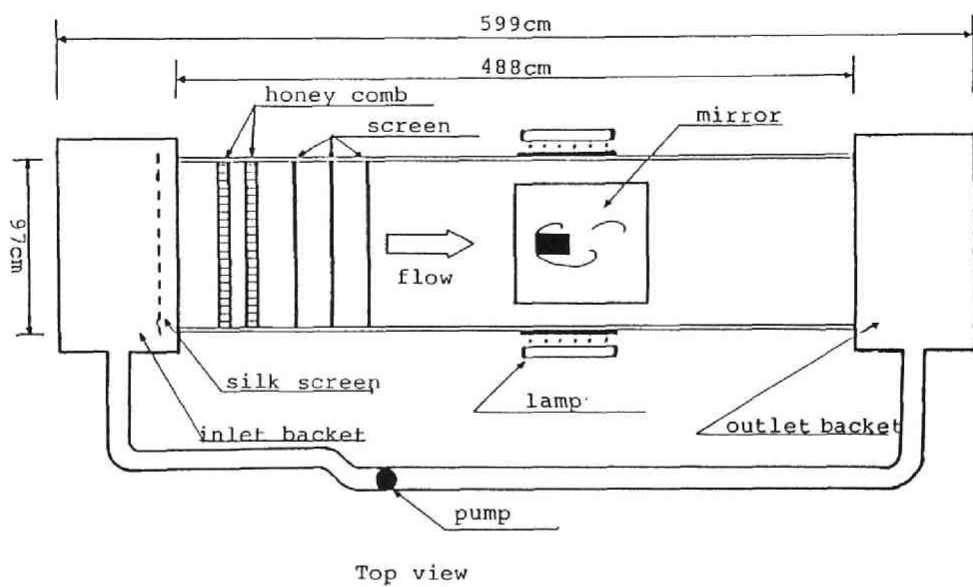


图 A-4 水槽实验装置概要

